



# Traitement et analyse de données de systèmes radar HF : Etude des perturbations ionosphériques détectées à l'équateur magnétique avec le radar LDG et à moyenne latitude avec le réseau de Francourville

Thomas Farges

## ► To cite this version:

Thomas Farges. Traitement et analyse de données de systèmes radar HF : Etude des perturbations ionosphériques détectées à l'équateur magnétique avec le radar LDG et à moyenne latitude avec le réseau de Francourville. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT: . tel-00100361

**HAL Id: tel-00100361**

**<https://theses.hal.science/tel-00100361>**

Submitted on 26 Sep 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ORSAY**  
*N D'ORDRE*

# **UNIVERSITE DE PARIS-SUD U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée

pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

Thomas FARGES

SUJET: Traitement et analyse de données de systèmes radar HF :  
Etude des perturbations ionosphériques détectées à l'équateur magnétique  
avec le radar LDG et à moyenne latitude avec le réseau de Francourville.

Soutenue le 6 Mars 2000 devant la Commission d'examen

M.	J.C. Cerisier	Examineur
Mme.	E. Blanc	Examineur
M.	P.L. Blelly	Invité
M.	A. Bourdillon	Examineur
M.	C. Hanuise	Rapporteur
M.	P. Lassudrie-Duchesne	Rapporteur
M.	J.P. Villain	Directeur de Thèse



# Remerciements

Je remercie MM. Caristan et Sornein de m'avoir accueilli au Département Analyse Surveillance Environnement du CEA, et M. Bouchez au Laboratoire de Détection et de Géophysique.

Je remercie MM. Hanuise et Lassudrie-Duchesne de m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être rapporteur de cette thèse, et MM. Cerisier, Bourdillon et Blelly de participer au jury. Je suis très reconnaissant à M. Cerisier d'avoir consacré du temps pour discuter de mon manuscrit.

Je dois beaucoup à Elisabeth Blanc et Jean-Paul Villain. Elisabeth m'a proposé ce sujet de thèse, m'a encadré dans mon travail au CEA et a toujours été très disponible pour répondre à mes questions. Jean-Paul a accepté de diriger cette thèse et a fait en sorte que nos entretiens soient agréables et fructueux.

Je remercie tous les membres du laboratoire SEG pour leur accueil, leur gentillesse et leur bonne humeur, en particulier François Chaigneau, qui m'a soutenu dans la préparation de l'observation de l'éclipse solaire du 11 août 1999 et aidé à éclaircir mon discours, et Jean-Pierre Issartel, qui m'a proposé pour le prix Irène Meynieux de l'AFAS et aidé à la préparation du dossier de candidature.

Les magnifiques résultats obtenus en Afrique et depuis juin 1999 avec le réseau de Francourville n'auraient jamais pu l'être sans le travail de Stéphane Perez, Alain Lavedrine et Frédéric Chaumont du laboratoire SMG. Qu'ils en soient tous les trois vivement remerciés.

Je dois à beaucoup d'autres personnes au CEA le bon déroulement de mon travail, notamment les secrétaires et les ingénieurs informatiques.

Je remercie enfin les membres du GIRGEA (Groupe International de Recherche en Géophysique Europe-Afrique) qui offrent une opportunité exceptionnelle d'échanges scientifiques et culturels avec l'Afrique et m'ont permis de leur présenter régulièrement mon travail. Parmi eux, je suis admiratif de la fougue de Paul Vila qui poursuit inlassablement son travail pour percer les mystères de l'ionosphère. Je le remercie pour les nombreux échanges que j'ai eu avec lui et pour les contacts qu'il a noué en France et à l'étranger pour l'organisation d'un groupe de travail sur l'éclipse.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>Généralités sur l'ionosphère</b>	<b>5</b>
<b>I Etude de perturbations de l'ionosphère équatoriale</b>	<b>11</b>
<b>I.1 Contexte géophysique et théorique de l'ionosphère équatoriale</b>	<b>13</b>
I.1.1 Particularités équatoriales . . . . .	13
I.1.1.1 Electrojet équatorial . . . . .	14
Marées atmosphériques . . . . .	14
Effet dynamo . . . . .	15
I.1.1.2 Effet fontaine . . . . .	16
I.1.2 Irrégularités de la région E . . . . .	17
I.1.2.1 Caractéristiques des irrégularités . . . . .	18
Mesures radar VHF et HF . . . . .	18
Mesures <i>in-situ</i> . . . . .	21
I.1.2.2 Processus linéaires d'instabilité . . . . .	23
Théorie linéaire . . . . .	23
Théorie "two-step" et simulations . . . . .	28
I.1.3 Irrégularités à 150 km . . . . .	28
<b>I.2 Contexte expérimental</b>	<b>31</b>
I.2.1 L'AIEE . . . . .	31
I.2.2 Le radar LDG . . . . .	32
I.2.2.1 Caractéristiques du radar . . . . .	32
I.2.2.2 Paramètres mesurés par le radar . . . . .	34
I.2.2.3 Intérêts et particularités des mesures radar HF . . . . .	38
Mécanismes de formation des échos . . . . .	38
Equation radar . . . . .	38

Particularités du radar HF . . . . .	38
I.2.3 Premiers résultats du radar . . . . .	40
I.2.4 Conditions générales et exemples typiques d'observations de 1993 . . . . .	42
I.2.4.1 Conditions des expériences . . . . .	42
I.2.4.2 Deux exemples typiques d'observations . . . . .	46
<b>I.3 Interprétation des observations</b>	<b>49</b>
I.3.1 Analyse d'observations réalisées à l'aube . . . . .	49
I.3.1.1 Etude de cas : le 27 Mai 1993 . . . . .	49
Période A . . . . .	52
Période B . . . . .	54
Période C . . . . .	56
Période D . . . . .	58
Période E . . . . .	63
En résumé . . . . .	64
I.3.1.2 Conclusion . . . . .	64
I.3.2 Analyse de la région parabolique . . . . .	66
I.3.2.1 Observations . . . . .	66
I.3.2.2 Simulations . . . . .	70
Tracé de rayons . . . . .	70
Intensité des échos en fonction du chemin de groupe . . . . .	71
Fonction de diffusion . . . . .	77
Interprétation des résultats des simulations . . . . .	78
I.3.2.3 Analyse de données plus complexes . . . . .	80
Asymétrie des courbes en U . . . . .	80
Echos multiples complexes . . . . .	80
Echos à 150 km . . . . .	81
I.3.2.4 Conclusion . . . . .	81
I.3.3 Analyse des irrégularités observées en région F . . . . .	82
I.3.3.1 Observations . . . . .	82
Cartes d'échos . . . . .	82
Spectres de puissance . . . . .	85
I.3.3.2 Statistique . . . . .	87
I.3.3.3 Discussion . . . . .	88
<b>II Etude de perturbations de l'ionosphère à moyenne latitude</b>	<b>93</b>
<b>II.1 Mesures Doppler d'ondes à moyenne latitude</b>	<b>95</b>

II.1.1 Mesures Doppler . . . . .	95
II.1.1.1 Le réseau de sondage HF de Francourville . . . . .	95
II.1.1.2 Théorie de la mesure Doppler HF . . . . .	97
Chemin de phase et mesures . . . . .	97
Modélisation de la signature des ondes ionosphériques . . . . .	97
II.1.2 Ondes dans l'ionosphère à moyenne latitude . . . . .	102
II.1.2.1 Propagation des ondes atmosphériques . . . . .	102
II.1.2.2 Quelques exemples d'ondes mesurées avec le réseau de Francourville . . . . .	105
<b>II.2 Etude des perturbations générées lors de l'éclipse du 11 août 1999 et de séismes importants</b>	<b>107</b>
II.2.1 Eclipse totale du Soleil du 11 août 1999 . . . . .	108
II.2.1.1 Description de l'éclipse . . . . .	108
Point de vue de la mécanique céleste . . . . .	108
Point de vue du champ d'observation du réseau . . . . .	110
II.2.1.2 Conditions géomagnétiques le 11 août 1999 . . . . .	111
II.2.1.3 Mesures réalisées à Francourville . . . . .	114
Ionogrammes . . . . .	114
Mesures Doppler . . . . .	118
II.2.1.4 Evolution des paramètres plasma . . . . .	121
Calcul des taux de perte $\alpha$ et $\beta$ de la région F1 . . . . .	122
Estimation de la vitesse verticale de transport . . . . .	128
II.2.1.5 Mesure de l'onde de gravité créée par l'éclipse . . . . .	131
Historique . . . . .	131
Mesures ionosphériques . . . . .	134
Mesures infrason au sol . . . . .	139
II.2.1.6 Cartographie macroéchelle de la perturbation due à l'éclipse . . . . .	141
II.2.2 Séismes . . . . .	145
II.2.2.1 Historique . . . . .	145
II.2.2.2 Mesures d'effets de séismes avec le réseau de FRC . . . . .	150
II.2.2.3 Comparaison des mesures Doppler et des sismogrammes . . . . .	151
II.2.2.4 Etude du filtre atmosphérique . . . . .	155
<b>Conclusion</b>	<b>163</b>
<b>Annexes</b>	<b>168</b>
<b>A La théorie magnéto-ionique et son application au cas équatorial</b>	<b>171</b>

---

A.1	Théorie magnéto-ionique . . . . .	171
A.1.1	Equation d'Appleton Hartree . . . . .	171
	Description du milieu magnéto-ionique . . . . .	171
	Variables de la théorie magnéto-ionique . . . . .	171
	Expression de l'indice de réfraction réel $\mu$ . . . . .	172
A.1.2	Hauteurs virtuelles . . . . .	173
A.2	Calcul de la hauteur virtuelle dans le cas équatorial . . . . .	174
A.2.1	Calcul de $\mu$ . . . . .	174
A.2.2	Calcul de $\mu'$ . . . . .	176
A.2.3	Calcul des hauteurs virtuelles . . . . .	176
<b>B</b>	<b>Formation de la région F1</b>	<b>181</b>
<b>C</b>	<b>Classification des différents types d'irrégularités E sporadiques</b>	<b>183</b>
<b>D</b>	<b>Observations supplémentaires réalisées à l'aube</b>	<b>187</b>
<b>E</b>	<b>Développement du calcul du degré</b>	
	<b>d'obscurité à partir des éléments de Bessel</b>	<b>195</b>
E.1	Définition des différentes variables et constantes . . . . .	195
E.2	Calcul du degré d'obscurité en un lieu . . . . .	197
	<b>Bibliographie</b>	<b>199</b>

# Introduction

L'ionosphère terrestre constitue la partie ionisée de l'atmosphère. Elle est produite essentiellement par l'interaction du rayonnement solaire avec les atomes et les molécules neutres de l'atmosphère.

Ce milieu est soumis à des perturbations d'origines très diverses, par exemple : le flux photonique et particulaire solaire, les marées et les ondes atmosphériques. Les variations du flux solaire peuvent agir sur l'ionosphère en modulant l'intensité de l'ionisation, ou en créant pendant les orages magnétiques des ondes atmosphériques de longue période se propageant des pôles vers l'équateur. Dans la zone équatoriale, le phénomène de marée atmosphérique est l'une des sources principales de l'électrojet dans lequel se forment d'importantes irrégularités du plasma. Des perturbations particulières provoquées par des sources connues (séismes, éclipse du Soleil, ...) peuvent permettre de mieux comprendre la physique de l'ionosphère et de l'atmosphère, à travers la réaction de l'ionosphère à ces perturbations.

L'ionosphère est un plasma qui peut difficilement être étudié par des simulation de laboratoire. Les moyens d'observation in situ étant rares (peu de fusées-sondes accèdent à des altitudes supérieures à 100 km, et les satellites sont à des altitudes supérieures à 400 km), les mesures dans les gammes HF et VHF sont privilégiées pour l'étude de ce milieu. En plus de l'intérêt important pour la physique fondamentale, des intérêts techniques et économiques se dégagent. Les télécommunications radio, utilisant l'ionosphère comme réflecteur, ou satellitaires, perturbées par l'ionosphère, ont besoin, pour être améliorées, d'une bonne connaissance du milieu et de prévisions de l'évolution de celui-ci. Des programmes importants de météorologie de l'espace ont été mis en place pour encourager des modélisations et des observations relatives aux perturbations importantes, comme celles produites lors des orages magnétiques.

L'objectif de cette thèse est d'approfondir et de compléter par de nouvelles mesures notre connaissance des perturbations de l'ionosphère. Le Laboratoire de Détection et de Géophysique (LDG) du CEA dispose d'un radar HF mobile et d'un réseau HF fixe situé en Beauce. Il utilise ces deux instruments pour mesurer et comprendre les perturbations de l'ionosphère.

Le radar HF a été installé à Korhogo (Côte d'Ivoire), à l'équateur magnétique, en 1993 et 1994, pour réaliser deux campagnes de mesure dans le cadre de l'Année Internationale de l'Electrojet Equatorial. Il se crée à l'équateur un puissant courant électronique et ionique entre 90 et 110 km d'altitude nommé électrojet. Cet électrojet est source d'irrégularités de plasma. La première partie de la thèse présente le contexte géophysique et théorique de l'ionosphère équatoriale, le contexte expérimental, et des interprétations de mesures.

Dans le premier chapitre, le contexte géophysique et théorique de l'ionosphère équatoriale est décrit. La particularité de l'électrojet, les caractéristiques des deux principales irrégularités qui s'y développent et leur mécanisme de formation respectif y sont développés.

Dans le second chapitre, on présente le contexte expérimental, c'est à dire les caractéristiques du radar mais aussi le cadre international de la campagne de mesure. Une synthèse des premiers résultats publiés et une étude statistique sur les données de la campagne de 1993 complètent cette présentation.

Le troisième chapitre est consacré à trois analyses que nous avons menées sur les données du radar du LDG. Les deux premières sont consacrées à une compréhension fine du fonctionnement du radar et à l'influence de différents paramètres géophysique et technique sur les données.

Dans la première analyse, nous présentons des clefs d'interprétation des observations réalisées par le radar pendant les deux heures suivant le lever du Soleil.

Dans la seconde étude, nous déterminons les signatures des deux types d'irrégularités de l'électrojet pour les différents types de mesure du radar du LDG. Nous utilisons ces signatures pour interpréter des données complexes.

La troisième analyse présente des observations d'irrégularités dans la partie supérieure de l'ionosphère. Peu de mesures de ce type ont été réalisées, et le mécanisme donnant naissance à ces irrégularités reste en discussion. Ces irrégularités suggèrent que l'électrojet est plus complexe que ne le laissent prévoir les modèles.

La deuxième partie de la thèse porte sur l'étude de perturbations ionosphériques, dont la source est connue, par mesure Doppler avec le réseau HF de Francourville.

Ces mesures Doppler et le principal modèle d'interprétation de ces mesures sont décrits dans le quatrième chapitre. Le réseau HF de Francourville, utilisant ce type de mesure, est ensuite présenté avec quelques exemples d'études menées avec ce type de réseau.

Les effets ionosphériques de deux types d'événements sont étudiés dans le cinquième chapitre : ceux de l'éclipse totale du Soleil le 11 Août 1999, et ceux de quelques séismes de forte magnitude e s'étant produits entre août et novembre 1999.

Une éclipse de Soleil crée des perturbations dans l'ionosphère en modulant la source d'ionisation, et en formant une onde de pression atmosphérique. Les mesures réalisées pendant l'éclipse sont analysées et permettent de mesurer différents paramètres du plasma et les paramètres de

propagation de l'onde de pression atmosphérique générée par l'éclipse.

Les séismes forts ont une composante verticale qui se convertit en onde de pression au contact de l'atmosphère. Cette onde de pression se propage vers l'ionosphère et la fait osciller. La transmission de tout ou partie du spectre fréquentiel du signal sismique aux oscillations de l'ionosphère dépend de l'altitude du sondage. Un filtre atmosphérique passe-bas s'applique à l'onde acoustique qui se propage vers les hautes altitudes. Nous présentons les mesures réalisées pendant les séismes, et déterminons la fréquence de coupure de l'atmosphère en fonction de l'altitude de sondage pour les différents séismes observés.





# Généralités sur l'ionosphère

L'ionosphère est la région de l'atmosphère où le rayonnement photonique d'origine solaire est capable d'ioniser les molécules de l'atmosphère.

Stewart [1882] proposa dans un article de l'*Encyclopædia Britannica* l'existence d'une couche conductrice dans la haute atmosphère pour expliquer la variation diurne du champ magnétique terrestre. Marconi en 1901 montra qu'il était possible de propager une onde radio au dessus de l'Atlantique. Kennely et Heaviside, séparément, en 1902 proposent une explication : les ondes radio se réfléchiraient sur une couche conductrice dans la haute atmosphère. Ce n'est qu'entre 1924 et 1931 qu'Appleton et Hartree, en Angleterre, et Breit et Tuve, aux Etats Unis, inventent une théorie expliquant la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu magnétisé (ou plasma).

Pour comprendre la formation de l'ionosphère et sa structure verticale il est nécessaire de rappeler la composition en espèces atomiques et moléculaires de l'atmosphère neutre.

Les molécules et les atomes qui composent l'atmosphère sont "baignés" dans le champ de gravitation terrestre. Ce champ induit au premier ordre une stratification horizontale. Pour un gaz parfait (on considère les gaz de l'atmosphère comme parfaits) la pression  $P$  s'écrit en fonction de l'altitude  $z$

$$P(z) = P_0 \exp - \int_{z_0}^z \frac{dz}{H(z)} \quad (.0.1)$$

avec  $H(z) = \frac{kT}{mg}$  où  $P_0$  est la pression à l'altitude référence  $z_0$  et  $H$  la hauteur d'échelle où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $m$  la valeur moyenne de la masse d'une molécule et  $g$  l'accélération gravitationnelle. Jusqu'à 110 km l'atmosphère est homogène grâce au brassage des différentes molécules dû à la turbulence atmosphérique. En revanche au dessus de 110 km (au dessus de la turbopause) chaque constituant a sa propre échelle de hauteur qui est plus grande pour les éléments légers. Les éléments légers "flottent" sur ceux plus lourds. Jusqu'à 150 km,  $O_2$  et  $N_2$  dominent la composition ; au dessus et jusqu'à 400-500 km c'est l'oxygène atomique qui est majoritaire. Enfin il ne reste plus que l'hélium et l'hydrogène à 1000 km et au delà. On a donc une stratification des espèces.

Les différentes régions de l'atmosphère neutre sont identifiées par rapport à la variation de température en fonction de l'altitude comme on peut le voir sur la figure .0.1. Dans la troposphère, la température décroît avec l'altitude depuis la surface à environ 7 K/km. Vers 10 km, à la tropopause, la variation change de sens. L'accroissement de la température de la stratosphère est due principalement à l'absorption d'une partie du rayonnement solaire UV par l'ozone qui est maximale autour de 50 km. La température subit alors un nouveau changement de la variation de la température dans la mésosphère pour atteindre 130 à 190 K à 80 km. Cette chute brutale est immédiatement suivie d'un accroissement encore plus rapide pour atteindre vers 300 km la température asymptotique de 1000 à 1500 K. Ce réchauffement est dû à l'absorption des rayonnements UV et X solaire par les molécules de la thermosphère et l'ionisation de ces molécules. L'ionosphère se situe principalement au niveau de la thermosphère.

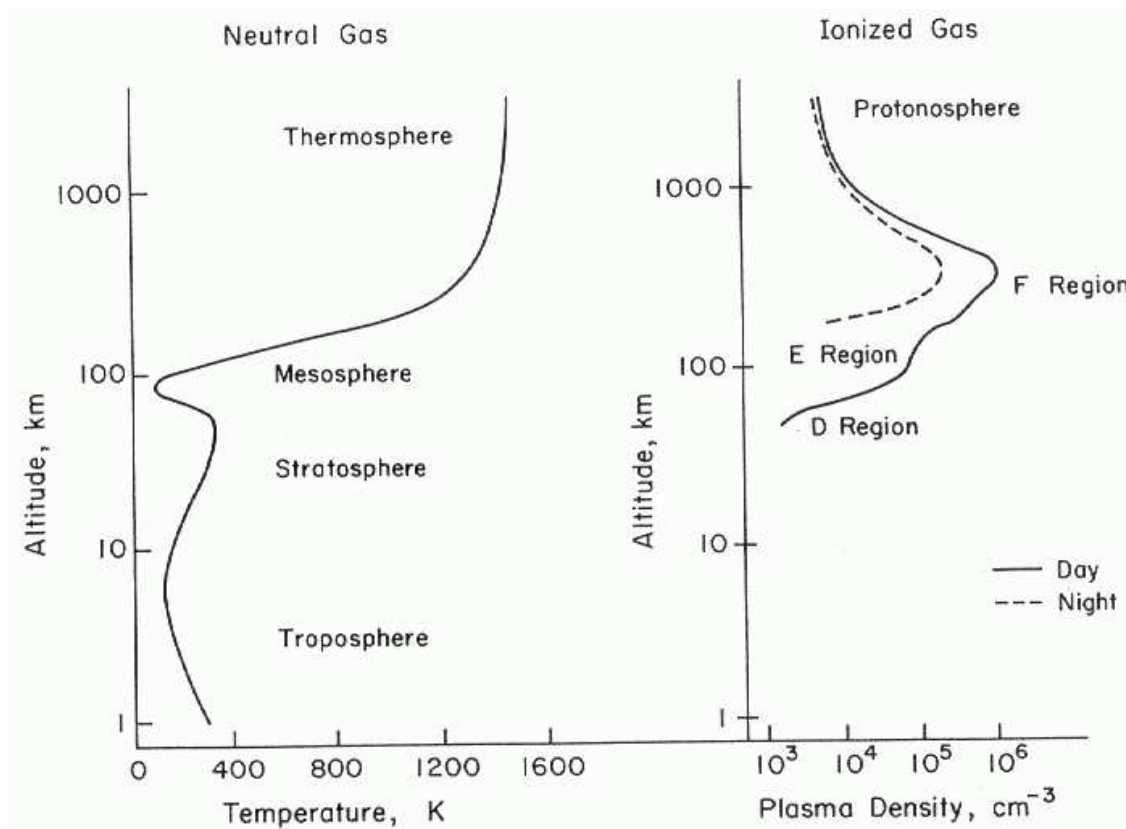


Figure .0.1: *Profils moyens de la température de l'atmosphère neutre et de la densité de plasma ionosphérique avec le nom des différentes régions [Kelley, 1989]*

La théorie de base de la formation de l'ionosphère est due à Chapman [1931]. Les molécules de la thermosphère sont ionisées par le rayonnement solaire. La plus forte ionisation a lieu entre 100 et 200 km comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure .0.2. Au dessus de 200

km, le taux de production décroît à cause de la raréfaction du nombre de molécules de gaz. En dessous de 100 km, les rayons ionisants sont trop faibles ayant été trop absorbés par les molécules des altitudes supérieures. Seuls les rayons X arrivent à produire efficacement des ions. Une autre source d'ionisation importante existe, ce sont les particules énergétiques (d'origine magnétosphérique) précipitées le long des lignes de champ magnétique dans les cornets polaires ; cette source n'existe qu'aux hautes latitudes (supérieures à 60 °). Ces particules interagissent avec les molécules atmosphériques et produisent à la fois la lumière des aurores boréales (figure .0.3) et une augmentation de l'ionisation de l'ionosphère.

Le modèle de Chapman rend compte du nombre d'électrons présents dans l'ionosphère par la loi de continuité pour chacune des espèces

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q - P - \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) \quad (.0.2)$$

où Q est le taux de production d'électrons, et P le taux de perte. Le troisième terme représente le transport des électrons verticalement si l'on considère une atmosphère stratifiée horizontalement. Enfin, on considère une situation quasi stationnaire ( $\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$ ).

Les processus de disparition de l'ionisation sont liés aux effets de pertes et de transport. Il existe deux types de perte d'ionisation : la recombinaison et l'attachement. La recombinaison entre un ion positif et un électron s'écrit :  $X^+ + e^- \rightarrow X + h\nu$ . Cette réaction ne respecte pas la loi de conservation de la quantité de mouvement à la différence des recombinaisons dissociatives (pour les molécules) et radiatives (pour les atomes). La recombinaison dissociative est la plus efficace des deux ; un exemple de cette recombinaison est  $O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$ . L'attachement consiste à créer un ion négatif atomique ou moléculaire  $X + e^- \rightarrow X^-$ . Enfin concernant les processus de perte, on rappelle que les atomes ou molécules transmettent leur charge, simplement ou par réarrangement des liaisons, à des atomes ou des molécules ayant un potentiel d'ionisation plus faible. Ainsi N et  $N_2$  qui ont un fort potentiel d'ionisation perdent très vite leur charge ; ces deux espèces auront un poids très faible dans les bilans de charge. Par contre NO se situant en bas de l'échelle des potentiel d'ionisation avant les espèces atomiques est un produit d'ionisation très important alors que c'est un produit initial très peu dense. La figure .0.2 compare les profils de densité ionique des différentes espèces en fonction de l'altitude au profil de densité électronique. On retrouve les populations majoritaires décrites précédemment pour l'atmosphère neutre avec les variations dues à la transmission des charges.

Nous allons maintenant décrire les profils de densité électroniques rapportés sur la figure .0.1, avec en trait plein celui de jour et en tiret celui de nuit. On note l'existence d'un pic principal autour de 300 km et de pics secondaires à 100 et 150 km. Celui à 100 km, peut être plus prononcé, et détaché du pic principal par une "vallée d'ionisation". On subdivise ce profil en trois régions :

- D entre 60 et 90 km
- E (pour électrique, un reste historique de la découverte de la couche de réflexion) entre 90 et 150 km
- F à 150 km et au delà.

La région D est ionisée surtout par les rayons X; sa densité électronique est faible (maximum à  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). A cause de la forte densité des neutres le processus d'attachement est très rapide, ce qui explique que cette région disparaisse totalement la nuit. La région D est très absorbante pour les ondes de fréquences inférieures à 1 MHz.

La région E est composée principalement de  $O_2$ , O et  $N_2$ . Les ions  $O^+$  et  $N_2^+$  sont transformés en  $O_2^+$  et  $NO^+$  par transfert de charge. A cette altitude le processus dominant est la recombinaison dissociative. La densité moyenne maximale est  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

C'est dans la région F que l'on trouve le maximum de densité électronique à  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  entre 250 et 400 km. Entre 150 et 200 km, les ions  $O_2^+$  et  $NO^+$  restent majoritaires mais laissent progressivement la place à  $O^+$ . Jusque dans cette zone de transition le processus de perte reste la recombinaison dissociative. De jour, dans cette zone de transition se forme une couche intermédiaire appelée F1 qui disparaît la nuit. Plus haut, le processus d'échange de charge de l'oxygène atomique, étant plus lent que le processus de recombinaison, contrôle la vitesse des réactions chimiques. Le maximum de densité électronique se situe à une altitude plus élevée que celle de la source principale à cause des effets de transport. Le transport des ions et des électrons se fait par diffusion ambipolaire, due à l'équilibre des forces de gravité, électrostatiques et de pression. Les ions et les électrons sont transportés depuis les régions sources (150-200 km) vers le maximum de densité vers 300 km (comme on peut le voir sur la figure .0.2). De nuit, il ne reste que la haute région F soumise au seul processus d'attachement. Les atomes et molécules ionisés sont ainsi conservés plus longtemps en absence de source ionisante.

A plus haute altitude, les ions  $He^+$  et  $H^+$  sont majoritaires et forment la protonosphère. Cette région est très peu dense.

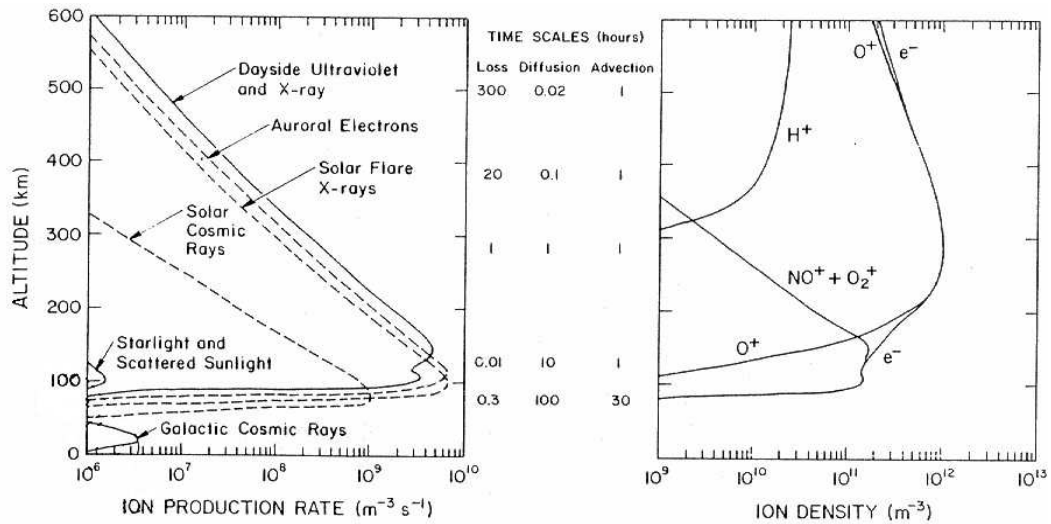


Figure .0.2: (Gauche) Différentes sources contribuent à l'ionisation de l'atmosphère supérieure. Les sources régulières sont tracées en trait plein. Le jour, la lumière UV solaire est la principale source d'ionisation. La nuit, l'UV diffus de la géocouronne aussi bien que celui provenant des étoiles aide à maintenir l'existence de la région E. D'autres sources hautement variables dans le temps sont tracées en tirets: éruption solaire de rayons X et d'UV (valable seulement le jour). (Milieu) Le tableau des temps caractéristiques pour différents processus physiques, affectant l'ionosphère de jour, montre l'importance relative de ces processus à différentes altitudes. Plus l'échelle de temps est petite, plus le processus est rapide. Le processus dominant est désigné par le plus court temps caractéristique à une altitude donnée. Par exemple dans la région E, les ions sont perdus rapidement, la diffusion ou le transport par le vent ont une très faible influence. Dans l'ionosphère supérieure, les ions diffusent rapidement et un état d'équilibre hydrostatique tend à s'établir avec la densité qui décroît exponentiellement avec l'altitude. (Droite) Les profils en altitude des densités électronique et ionique sont le résultat de divers processus affectant l'ionosphère: production, échange de charge, perte, diffusion et transport. Les ions  $\text{O}^+$  sont dominants en région F alors que  $\text{NO}^+$  et  $\text{O}_2^+$  le sont en région E. A très haute altitude, les ions  $\text{H}^+$  (des protons) dominent essentiellement. [Richmond, 1987]



Figure .0.3: *Photographie d'une aurore boréale. La couleur verte est due à la lumière produite par la désexcitation des atomes et molécules de  $O$ ,  $NO$ ,  $N_2$  et  $O_2$ .*

## Partie I

# Etude de perturbations de l'ionosphère équatoriale





## Chapitre I.1

# Contexte géophysique et théorique de l'ionosphère équatoriale

Dans ce chapitre, nous allons décrire les particularités de la zone équatoriale et les irrégularités qui se développent dans la région E.

Dans cette partie de la thèse toute référence à l'équateur sera relative à l'équateur magnétique. En effet, on peut considérer en première approximation que le champ magnétique terrestre est un dipôle dont l'axe est décalé de  $11^\circ$  par rapport à celui de la sphère géographique; l'équateur magnétique devrait former une sinusoïde autour de l'équateur géographique dans un repère géographique d'amplitude maximale  $11^\circ$ . On note sur la carte en figure I.1.1 l'anomalie de l'Inde qui empêche la sinusoïde de se former complètement. Les expériences menées par le LDG qui serviront de base à notre étude ont été réalisées à Korhogo (Côte d'Ivoire) qui se situe à  $9^\circ 24'62''$ N de latitude géographique qui correspondent à  $2^\circ$ S de latitude magnétique.

### I.1.1 Particularités équatoriales

Nous allons décrire la formation des deux particularités très importantes de l'ionosphère équatoriale :

- l'électrojet qui est un fort courant électronique et ionique se situant dans la région E et dont le maximum d'intensité est à 105 km d'altitude,
- l'effet fontaine transporte une partie des électrons produits à l'équateur vers les tropiques (entre  $10$  et  $20^\circ$  de latitude). Le mouvement a la forme d'un jet d'eau : faisant monter les électrons de la région E à très haute altitude puis retomber vers le sol en suivant les lignes de champ magnétique.

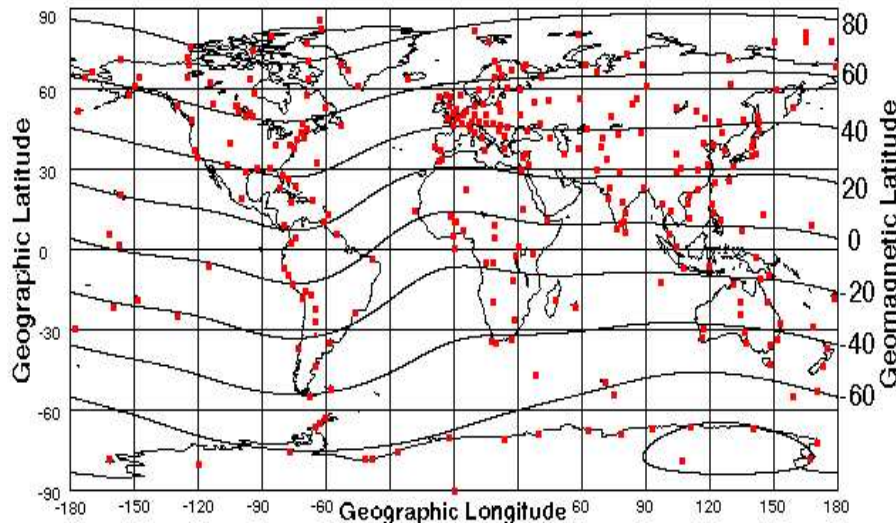


Figure I.1.1: *Superposition des latitudes de la sphère géographique et de la sphère géomagnétique. Les carrés gris montrent l'emplacement des ionosondes reliées aux réseau mondial. Cette carte provient du site internet du National Geophysical Data Center de Boulder pour le World Data Center - A : <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/IONO/ionohome.html>.*

### I.1.1.1 Electrojet équatorial

#### Marées atmosphériques

Les marées atmosphériques sont à l'origine des vents qui circulent dans la région E. Or ces vents ont une importance capitale pour les composantes verticale et longitudinale du champ électrique diurne. Les liens entre les marées atmosphériques et les champs électriques de la région E ont été très bien étudiés par Chapman et Lindzen [1970].

Les marées ont deux origines : les forces gravitationnelles de différents corps célestes, la Lune et le Soleil essentiellement, et le chauffage par le rayonnement solaire. Alors que les marées océaniques sont essentiellement contrôlées par le terme gravitationnel semi-diurne lunaire, les marées atmosphériques sont contrôlées par le chauffage solaire. Le chauffage est dû essentiellement à l'absorption de l'énergie solaire par l'ozone (dans la stratosphère) et par la vapeur d'eau (dans la troposphère). Huit pour cent de l'énergie du rayonnement solaire déposée sur la Terre sont absorbés [Reddy, 1988].

Les résultats des études de Chapman et Lindzen sur les variations des marées solaire et lunaire à partir de données barométriques montrent que ces marées dépendent de la latitude, de la longitude, de l'altitude et de l'heure locale. On peut dire que la dépendance en altitude est un facteur crucial, car seuls les modes possédant cette dépendance transmettront les variations créées dans la troposphère aux plus hautes altitudes. Dans le cadre de cette étude, on peut retenir que cer-

taines oscillations de marées se propagent vers le haut, et que la vitesse du vent augmente comme l'amplitude des oscillations; ceci étant dû au principe de conservation de l'énergie associé à la décroissance de la densité de l'atmosphère. Enfin, seules les marées diurnes peuvent se propager vers le haut à l'équateur, alors qu'au dessus de  $30^\circ$  ce sont les marées semi-diurnes qui peuvent le faire. Les variations du champ de vitesse ont une périodicité de 12 heures comme le montrent les mesures du vent effectuées avec le radar VHF de Jicamarca (Pérou) qui se situe à  $2^\circ$  N [Fejer et al., 1979].

### Effet dynamo

Kelley [1989] donne un modèle simple expliquant qualitativement la formation de l'électrojet en utilisant l'effet dynamo dans la région E. On choisit un repère où  $\hat{x}$  est vers l'Est,  $\hat{y}$  vers le Nord, et  $\hat{z}$  vers le haut.

**Tenseur conductivité** Les vents dans la région E entraînent les ions à cause des collisions avec les neutres. Les électrons, dont le mouvement est lié au champ magnétique terrestre, suivent difficilement le mouvement imposé par les ions formant ainsi une séparation de charges et donc un champ. Or  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  et que  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  (où  $\vec{E}$  est le champ électrique et  $\sigma$  la conductivité).  $\sigma$  est une quantité scalaire quand le milieu n'est pas magnétisé. En présence du champ magnétique terrestre, il apparaît que les termes diagonaux du tenseur conductivité ne sont pas tous nuls. On écrit l'expression du tenseur conductivité

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{vmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{vmatrix}$$

où  $\sigma_0$  est la conductivité spécifique qui ne dépend pas du champ magnétique,  $\sigma_P$  et  $\sigma_H$  sont respectivement les conductivités de Pedersen et de Hall qui en dépendent. C'est le terme de Hall qui est ici le plus important.

En présence d'un champ de vent  $\vec{U}$  dû aux marées, la conservation de la divergence du courant s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot [\bar{\bar{\sigma}} \cdot (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B})] = 0 \quad (\text{I.1.1})$$

avec  $\vec{B}$  le champ magnétique.

**Conductivité de Cowling** Forbes et Lindzen [1976] ont donné les valeurs des trois différentes conductivités pour des conditions solaires moyennes (figure I.1.2).

En première approximation, on simplifie le problème en considérant une géométrie en couche de la conductivité comme sur la figure I.1.3. Si on a une variation de  $E_x$ , même faible, produite

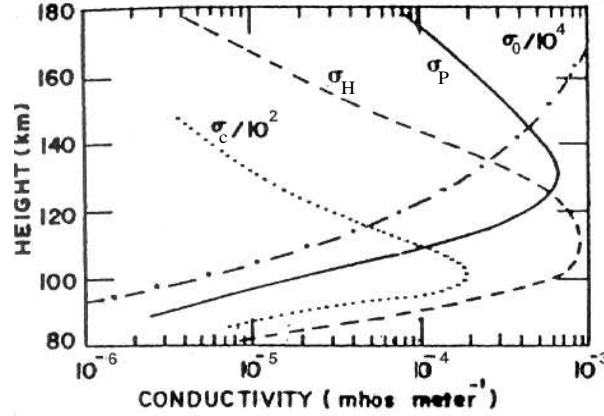


Figure I.1.2: *Profils verticaux des différentes conductivités pour des conditions solaires moyennes, d'après Forbes et Lindzen [1976]*

par les vents de marée, un courant de Hall vers le bas se crée. Or le courant ne peut s'écouler à travers les frontières supérieures et inférieures (conductivité nulle). Il se crée une accumulation de charges sur ces parois. Pour garder un état stable, il faut  $J_z = 0$ , d'où la création d'un courant de Pedersen qui se traduit ainsi :

$$\sigma_P E_z = \sigma_H E_x \quad (\text{I.1.2})$$

Comme  $\sigma_H > \sigma_P$ , la composante verticale du champ électrique est plus grande que la composante zonale. De plus on a  $J_x = \sigma_H E_z + \sigma_P E_x$  et en utilisant I.1.2, on écrit

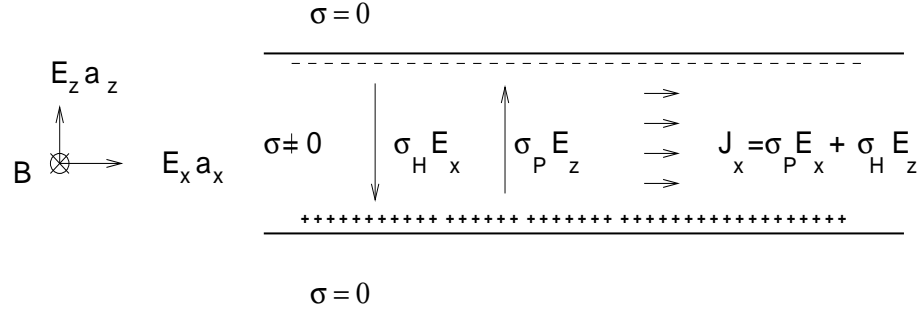
$$J_x = \sigma_P \left(1 + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P^2}\right) E_x = \sigma_c E_x \quad (\text{I.1.3})$$

où  $\sigma_c$  est la conductivité Cowling.

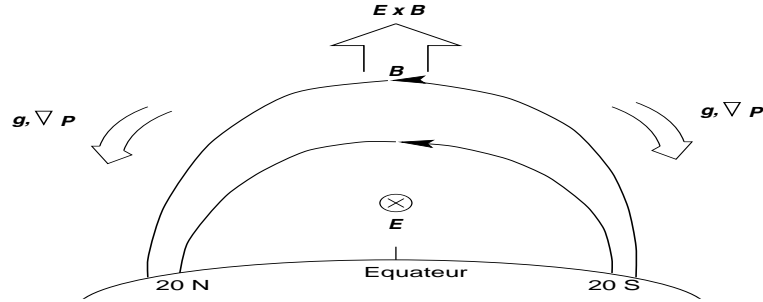
Comme on peut le voir sur la figure I.1.2, la conductivité Cowling prend des valeurs très importantes autour de 102 km et a une largeur à mi hauteur de 8 km. Ces valeurs sont proches de celles mesurées *in-situ* avec des fusées (par exemple Pfaff et al. [1987a] qui trouvent une altitude de 108 km). Des simulations plus précises, par Richmond [1973] ou par Forbes et Lindzen [1976], rendent compte de plus de paramètres. Pour résumer, le courant zonal est donc amplifié dans un fin canal ce qui lui vaut le nom de jet ou électrojet. L'extension latitudinale de l'électrojet est de 4 à 5 degrés au Nord et au Sud de l'équateur soit à peu près 1000 km de largeur totale. Ceci est dû à la rapide variation des conductivités avec l'angle d'inclinaison du champ magnétique. Dans cet électrojet peuvent se développer de fortes irrégularités que nous décrirons dans la section 1.2.

### I.1.1.2 Effet fontaine

L'électrojet est formé par un fort écoulement de plasma vers l'Est. Le champ magnétique dirigé vers le Nord est perpendiculaire à cet écoulement. Il se crée une force de dérive en  $\vec{E} \times \vec{B}$

Figure I.1.3: *L'électrojet équatorial en géométrie de couches, d'après Kelley [1989]*

qui transporte le plasma vers le haut. Ces particules sont arrêtées dans leur ascension par les forces gravitationnelle et de pression. Elles dérivent alors vers le sol en suivant les lignes de champ magnétique comme on peut le voir sur le schéma I.1.4. Alors que l'on s'attend à un maximum d'ionisation à l'équateur, on trouve deux pics aux latitudes tropicales et un minimum à l'équateur. Ce phénomène, appelé aussi anomalie Appleton, s'amplifie vers 14: 00 TL et au crépuscule quand il y a un renforcement du champ électrique au moment du passage du terminateur solaire (discontinuité jour/nuit). Hanson et Moffet [1966] ont simulé ce phénomène dont un exemple de résultat est représenté sur la figure I.1.5.

Figure I.1.4: *Schéma des forces impliquées dans l'effet fontaine*

## I.1.2 Irrégularités de la région E

Nous allons tout d'abord décrire les caractéristiques des irrégularités telles qu'elles sont connues d'après les différents types de mesure effectués. Nous poursuivrons en exposant les processus linéaires d'instabilité qui permettent de développer de telles irrégularités .

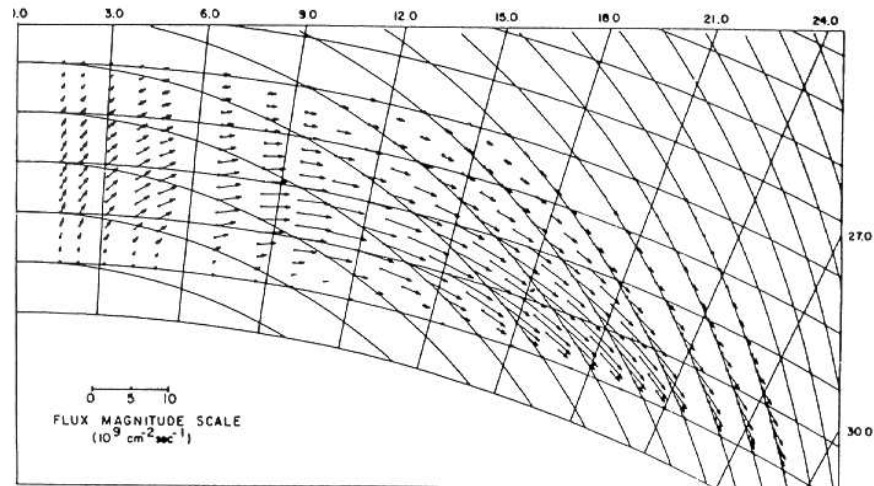


Figure I.1.5: *Simulation du flux plasma dans la fontaine, d'après Hanson et Moffet [1966]*

### I.1.2.1 Caractéristiques des irrégularités

#### Mesures radar VHF et HF

Les premières observations d'irrégularités dans la région E de l'ionosphère équatoriale ont été faites avec des ionosondes [Berkner et Wells, 1937]. La forme des échos reçus depuis la région E a été comparée avec celle des régions E sporadiques observées à d'autres latitudes (Annexe C). L'intensité de ces irrégularités a été corrélée avec celle de l'électrojet. Les premières expériences effectuées avec le radar VHF de Jicamarca ont montré que ces irrégularités sont localisées dans l'électrojet et sont alignées avec le champ magnétique [Bowles et al., 1963]. Par la suite deux principaux types d'irrégularité, appelés de type 1 et de type 2, ont pu être distingués par le radar de Jicamarca à 50 MHz.

**Type 1** Les caractéristiques des irrégularités de type 1 déduites des spectres faits à Jicamarca sont les suivantes :

- apparition des irrégularités quand la vitesse électronique dépasse la vitesse acoustique ionique à l'altitude de l'électrojet,  $C_s$  ( $\sim 360$  m/s),
- pic étroit et intense,
- décalage Doppler de ce pic indépendant de l'angle d'élévation du radar, [Bowles et al., 1963] et approximativement égal à  $C_s$  (figure I.1.6),
- apparition à tous les angles d'élévation simultanément,

- détection des irrégularités sur les spectres entre 103 et 107 km avec le maximum à 106 km [Fejer et al., 1975].

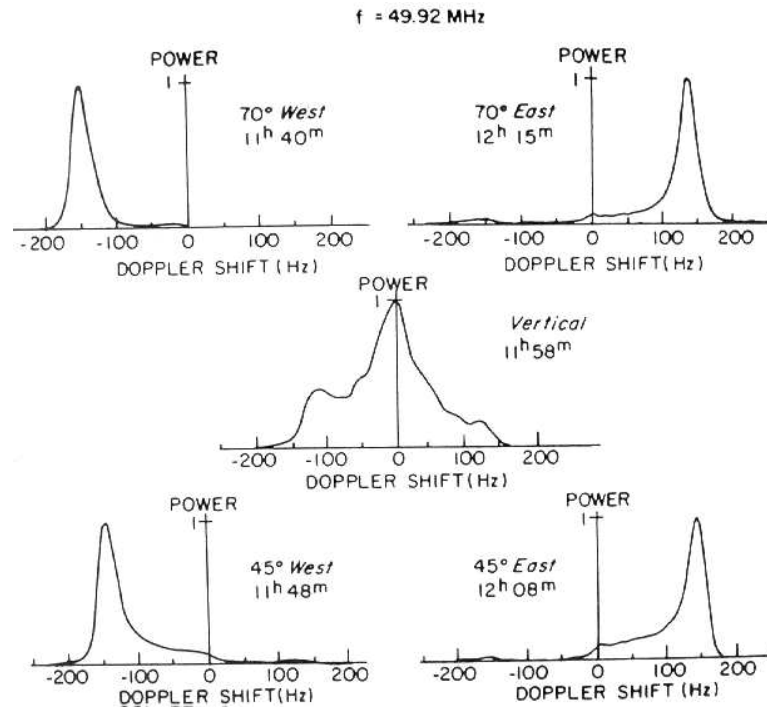


Figure I.1.6: *Spectres d'irrégularités de type 1 réalisés à Jicamarca par Cohen et Bowles [1967]*

Quelques mesures multi fréquentielles ont été faites à Jicamarca [Balsley et Farley, 1971], à 16.5, 50 et 146 MHz. Ces mesures montrent que les spectres gardent la même forme quelle que soit la fréquence, que l'apparition des irrégularités se fait pour des vitesses de phase croissantes avec la fréquence, définissant ainsi une vitesse de seuil augmentant en fonction de la fréquence, et que l'amplitude du pic augmente également fortement avec la fréquence.

Une autre série de mesure a été réalisée avec des radars HF en Afrique [Crochet, 1981; Hanuise et Crochet, 1981b]. Hanuise et Crochet [1977, 1979] confirment les remarques de Balsley et Farley en baissant la fréquence radar jusqu'à 4.6 MHz (longueur d'onde d'environ 40 m). Ils montrent que la vitesse de seuil en longueur d'onde HF est très inférieure à  $C_s$ .

**Type 2** De la même manière que précédemment nous allons d'abord donner les caractéristiques des irrégularités de type 2 dues aux observations de Jicamarca :

- les irrégularités sont présentes même pour des conditions d'électrojet faible [Balsley, 1969]
- le pic est large, c'est à dire que la largeur du pic est de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne de ce pic



- le décalage Doppler dépend de l'angle d'élévation  $\phi$  suivant une loi en  $\cos(\phi)$ , voir figure I.1.7
- la vitesse de phase correspond à la vitesse électronique et est corrélée avec le champ magnétique [Balsley, 1969]
- les irrégularités apparaissent entre 93 et 113 km [Fejer et al., 1975]

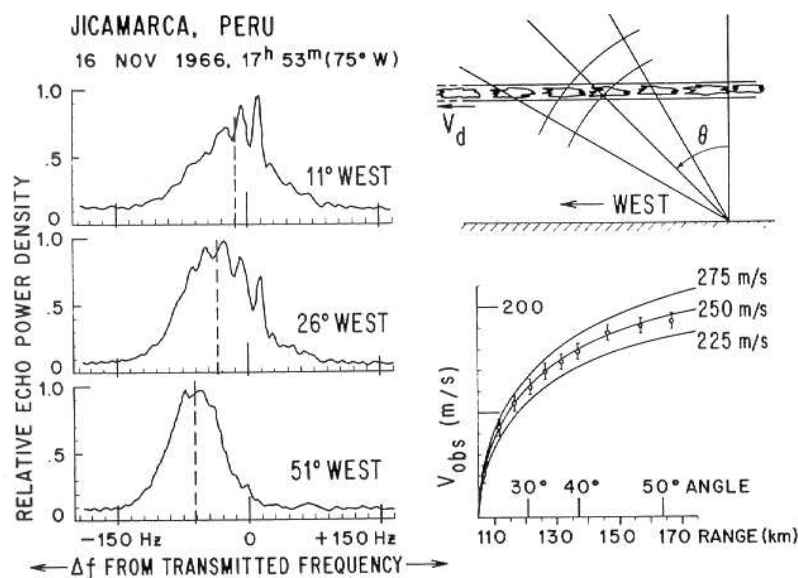


Figure I.1.7: Spectres d'irrégularités de type 2 réalisés à Jicamarca par Balsley [1969] pour différents angles d'élévation,  $\phi$  ( $=\pi/2 - \theta$ ). Il constate que  $V_d = V_{obs} \sin(\theta)$

Des mesures réalisées dans la gamme HF [Hanuse et Crochet, 1981a] ajoutent deux informations supplémentaires : les spectres ont la même forme et la vitesse de phase est constante pour un angle d'élévation donné quelque soit la fréquence, jusqu'à des fréquences de l'ordre de quelques MHz.

**Autres types** Il existe deux autres types : 0 et H qui sont moins fréquemment observées [Hanuse et Crochet, 1981c] car ils apparaissent dans des conditions particulières de contre électrojet. Ce dernier apparaît quand le courant change de sens.

**Structure verticale et horizontale** Le radar à 50 MHz obtient des échos d'onde de 3 m qui agissent comme des traceurs d'ondes à grande échelle se propageant dans les directions verticales et longitudinales. On peut effectuer une analogie avec des ondes océaniques étudiées en observant seulement les caractéristiques de l'écume. Des techniques d'interférométrie ont permis de mettre en évidence à Jicamarca que les cellules diffusantes sont organisées en structure

d'onde kilométrique se propageant horizontalement à la moitié de la vitesse acoustique ionique [Kudeki et al., 1982]. Ronchi et al. [1991] ont prédit à partir de simulations numériques qu'une structure verticale de longueur d'onde kilométrique existe aussi; Farley et al. [1994] ont confirmé l'existence de cette variation verticale avec le même interféromètre dont la résolution spatiale a été améliorée.

### Mesures *in-situ*

Les mesures *in-situ* sont réalisées par des instruments transportés par des fusées-sondes. Autant les mesures radar nous apportent une information pour des irrégularités d'une taille correspondant à la demi longueur d'onde du radar avec une certaine continuité dans le temps, autant les fusées apportent des données globales sur le milieu, sur le spectre des longueurs des irrégularités, ... mais à un instant donné

Les premières fusées utilisées en Inde [par exemple, Prakash et al., 1972] dans le début des années 70 ont permis de ne mesurer qu'un certain type d'irrégularités (type 2) à cause de la vitesse importante avec laquelle elles traversaient la région E. Ces fusées ont mesuré les fluctuations de la densité électronique et ont montré pour les mesures faites de jour que les irrégularités se situent là où le gradient de densité est dirigé vers le haut. Le maximum de densité se situe autour de 103 km d'altitude. Ces premières mesures permettent de définir qu'il y a des ondes électrostatiques qui se propagent à l'altitude de l'électrojet (les fluctuations du champ électrique et du gradient de densité étant liées). Ces ondes sont apparemment guidées par le sens du gradient et les fluctuations du champ électrique et peuvent atteindre plusieurs millivolts par mètre, valeurs comparables au champ électrique de polarisation introduit dans la théorie du mécanisme de création de l'électrojet.

Une deuxième série de mesures, lors de la campagne CONDOR [Pfaff et al., 1987a et b], a eu une très grande importance pour la compréhension des différents types d'irrégularités. Pour observer les irrégularités de type 1, les fusées ont été lancées de manière à ce qu'elles longent l'électrojet dans une direction horizontale avant de retomber vers le sol. Les sonogrammes, qui mesurent les différentes fréquences des ondes en fonction de l'altitude (cf. figure I.1.8), permettent de différencier trois zones :

- une région au dessus du pic de la densité électronique, entre 106.5 et 111 km, où le profil de densité est lisse et le signal s'étend aux hautes fréquences et où ne sont présentes que des irrégularités de type 1,
- une région, entre 93 et 103 km, correspondant à un gradient de densité positif où le signal a de forts sursauts qui ne montent pas à de hautes fréquences et où ne sont présentes que des irrégularités de type 2,

- et une région intermédiaire entre 103 et 106.5 km où les deux types d'irrégularités sont mélangés.

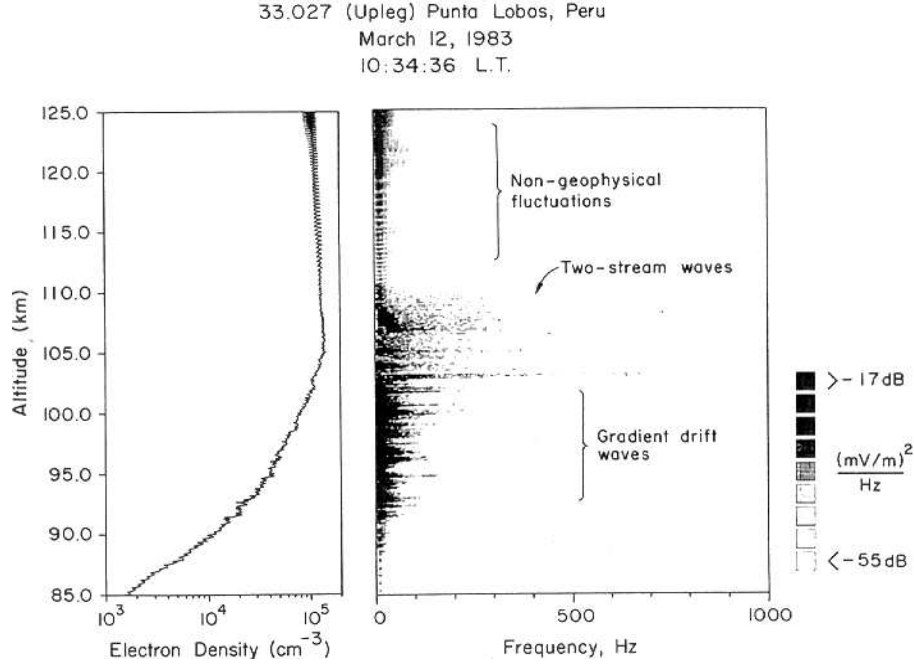


Figure I.1.8: *Exemple de sonogramme obtenu par fusée lors de la campagne CONDOR [Pfaff et al., 1987a]. On distingue deux zones attribuées en dessous du pic de densité électronique aux irrégularités de type 2 (instabilité de dérive de gradient) et au dessus aux irrégularités de type 1 (instabilité deux faisceaux).*

Les fluctuations de champ électrique et de densité mesurées par fusée-sonde sont interprétées comme des ondes électrostatiques de longueur d'onde kilométrique (2 km) polarisées horizontalement [Pfaff et al., 1987a] en accord avec les observations radar de Kudeki et al. [1982].

Un spectre du signal temporel du champ électrique est-ouest enregistré au-dessus entre 107 et 109 km (figure I.1.9) montre une fréquence privilégiée (25 Hz). Cette fréquence est reliée à la taille des irrégularités de type 1 par la vitesse de phase des irrégularités de type 1  $\vec{V}_\phi$  relative à la vitesse de la fusée  $\vec{V}_{fusee}$  et du vent neutre  $\vec{U}_N$  ( $\omega_{obs} = \vec{k} \cdot \vec{V}_{Doppler}$  où  $\vec{k}$  est le nombre d'onde et  $\vec{V}_{Doppler} = \vec{V}_\phi + \vec{V}_{fusee} + \vec{U}_N$ ). Pfaff et al. [1987b] mesure  $V_{Doppler} = 182$  m/s et trouve ainsi une taille de 2.5 m. Ceci explique ainsi pourquoi les irrégularités de type 1 ont pu être découverte à Jicamarca plus facilement (on rapproche cette taille privilégiée de 2.5 m de la longueur d'onde des irrégularités observées par Jicamarca (3 m) ).

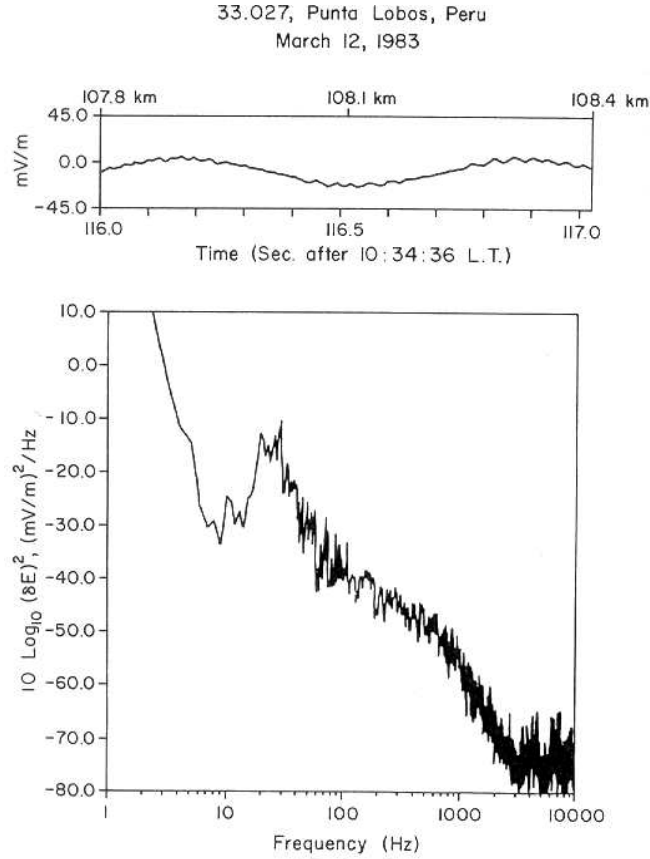


Figure I.1.9: *Spectre du signal temporel du champ électrique est-ouest au dessus du pic de densité électronique d'après Pfaff et al. [1987b]*

### I.1.2.2 Processus linéaires d'instabilité

Ces deux types d'irrégularité peuvent être expliqués dans leurs grandes lignes par une théorie linéaire d'instabilité "two step" pour le type 1 et d'instabilité de dérive de gradient pour le type 2. La théorie "two step" sera présentée pour comprendre certaines des caractéristiques non expliquées par la théorie linéaire.

#### Théorie linéaire

Les irrégularités ayant été trouvées à quelques années d'écart, les théories expliquant leur présence se sont développées séparément. Plus tard, un travail de généralisation a permis de trouver que les deux instabilités dérivent de la même équation de dispersion.

**Instabilité deux faisceaux** Les irrégularités de type 1 sont dues à l'instabilité deux faisceaux qui apparaît dans un plasma magnétisé où les électrons ont une vitesse supérieure à celle des

ions de l'ordre de la vitesse acoustique ionique ( $C_s = 360 \text{ m/s}$  dans la région E). Cette théorie a été développée par Farley [1963] avec les équations cinétiques et par Buneman [1963] avec les équations fluides. Cette dernière approche fait apparaître que les irrégularités créées par cette instabilité sont alignées avec le champ magnétique.

On considère au niveau de l'électrojet de jour un flux d'électrons vers l'ouest avec pour vitesse  $V_D \hat{x}$ , un champ électrique vertical  $E_o \hat{z}$ , le champ magnétique terrestre  $\vec{B} = B \hat{y}$  et que l'onde radar se propage suivant  $\vec{k} = k \hat{x}$ . De plus on prend en compte l'inertie des ions. L'ionosphère est un milieu que l'on peut représenter par deux fluides : les électrons et les ions. On rappelle les deux équations fluides écrites pour chaque espèce  $j$  comprenant l'équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_j \vec{V}_j) = (P_j - L_j) M_j \quad (\text{I.1.4})$$

où  $\rho_j$  est la densité volumique ( $= M_j n_j$ , où  $n_j$  est la densité),  $P_j$  le terme de production de l'espèce  $j$  et  $L_j$  est le terme de pertes de l'espèce  $j$ . Dans le cadre de notre étude, on suppose un équilibre entre les pertes et la production.

l'équation de conservation du moment

$$\rho_j \frac{d\vec{V}_j}{dt} = -\vec{\nabla} p_j + \rho_j \vec{g} + n_j q_j (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) - \sum_{k, j \neq k} \rho_j \nu_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k) \quad (\text{I.1.5})$$

où  $p_j$  est la pression, et  $\nu_{jk}$  la fréquence de collision entre les espèces  $j$  et  $k$ . Le terme dépendant de la gravité ( $\vec{g}$ ) sera ignoré dans tous nos calculs.

On y ajoute l'équation d'état des gaz parfaits

$$p_j = \rho_j k_B T_j / M_j = n_j k_B T_j \quad (\text{I.1.6})$$

ainsi que l'équation de Poisson

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (\text{I.1.7})$$

Enfin, on suppose généralement la quasi-neutralité du plasma donc  $n = n_e \simeq \sum_{ions} n_j$ ,  $n$  la densité du plasma.

Pour trouver la fréquence propre et le taux de croissance de l'instabilité deux faisceaux, on résout ces équations en posant quelques hypothèses et en les linéarisant en supposant de faibles variations de la densité  $\delta n e^{i(\omega t - kx)}$ , du potentiel électrique  $\delta \phi e^{i(\omega t - kx)}$  et de la vitesse  $\delta \vec{V} e^{i(\omega t - kx)}$ .

L'équation de conservation de la masse des électrons devient

$$\delta V_{ex} = \left( \frac{\omega}{k} - V_D \right) \left( \frac{\delta n}{n} \right) \quad (\text{I.1.8})$$

On considère que la masse des électrons est suffisamment petite pour avoir  $m \frac{d\vec{V}_e}{dt} = 0$ , et on ignore la gravité et la fréquence de collision  $\nu_e$ . En dérivant cette équation, un processus isotherme est supposé. On linéarise l'équation de conservation du moment des électrons pour la direction  $\hat{z}$

$$-\Omega_e \delta V_{ex} - \nu_e \delta V_{ez} = 0 \quad (\text{I.1.9})$$

où  $\Omega_e$  est la gyrofréquence électronique ( $=eB/m$ ).

et pour la direction  $\hat{x}$

$$-\Omega_e \delta V_{ez} + \nu_e \delta V_{ex} = -ik \left[ \frac{e\delta\phi}{m} - \frac{k_B T_e}{m} \frac{\delta n}{n} \right] \quad (\text{I.1.10})$$

Pour les ions, on a  $\Omega_i \ll \nu_i$  et une contribution négligeable du terme du champ de polarisation dans l'équation de conservation du moment car on suppose les ions comme immobiles à l'ordre 0. L'équation linéarisée de la conservation de masse des ions s'écrit alors

$$i\omega \frac{\delta n}{n} - ik \delta V_{ix} = 0 \quad (\text{I.1.11})$$

et celle de conservation du moment des ions

$$(i\omega + \nu_i) \delta V_{ix} = ik \left[ \frac{e\delta\phi}{M} + \frac{k_B T_i}{M} \frac{\delta n}{n} \right] \quad (\text{I.1.12})$$

On résout ces 5 équations qui donnent l'équation de dispersion suivante :

$$(\omega - kV_D) = \frac{-\Psi_o}{\nu_i} [\omega(i\omega + \nu_i) - ik^2 C_s^2] \quad (\text{I.1.13})$$

où  $\Psi_o = \frac{\nu_i \nu_e}{\Omega_e \Omega_i}$  ( $\Psi_o \sim 0.3$  à  $105$  km) et  $C_s^2 = k_B \frac{T_e + T_i}{M}$ . On pose  $\omega = \omega_r - i\gamma$  et avec  $\gamma \ll \omega_r$  et  $\gamma \ll \nu_i$  on a

$$\omega_r = \frac{kV_D}{1 + \Psi_o} \quad (\text{I.1.14})$$

$$\gamma = \frac{\Psi_o}{\nu_i} \frac{\omega_r^2 - k^2 C_s^2}{1 + \Psi_o} \quad (\text{I.1.15})$$

Pour que l'instabilité grandisse, il faut que le taux de croissance  $\gamma$  soit positif. Dans ce cas, on trouve

$$V_D > (1 + \Psi_o) C_s \quad (\text{I.1.16})$$

On retrouve bien que la vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions dans l'électrojet doit être supérieure à celle des ions de la valeur de la vitesse acoustique ionique.

**Instabilité de dérive de gradient** Les irrégularités de type 2 sont dues à l'instabilité de dérive de gradient (ou de champs croisés, ou  $\vec{E} \times \vec{B}$ ). Cette instabilité a été découverte dans les plasmas de laboratoire par Simon [1963] et Hoh [1963]. Le principe est qu'un plasma plongé dans un champ magnétique et ayant un gradient de densité électronique peut devenir instable sous l'action d'un champ électrique externe. Cette théorie montre aussi que les irrégularités

ainsi créées sont alignées avec le champ magnétique. Reid [1968] a appliqué cette théorie aux plasmas ionosphériques. Il trouve qu'une instabilité d'échelle décamétrique à kilométrique peut se développer dans l'électrojet.

Le principe de cette instabilité est résumé sur le schéma de la figure I.1.10. Le champ électrique vertical  $\vec{E}_{zo}$  entraîne les électrons vers l'ouest avec une vitesse de dérive  $\vec{V}_D$ . Il se crée une légère séparation des charges positives et négatives, d'où des champs électriques secondaires  $\delta\vec{E}$ . Avec le champ magnétique, les électrons subissent une dérive  $\delta\vec{E} \times \vec{B}$ . Les régions sous denses montent, celles sur denses descendent, accentuant le gradient  $\frac{\delta n}{n}$ . Pour que l'instabilité croisse il faut donc que le gradient  $\vec{\nabla}n$  et la dérive  $\vec{V}_z$  soient dirigés dans le même sens. En cas de contre-électrojet, la dérive se fait vers le bas, ce qui stabilise le milieu et empêche l'observation d'irrégularités de type 2.

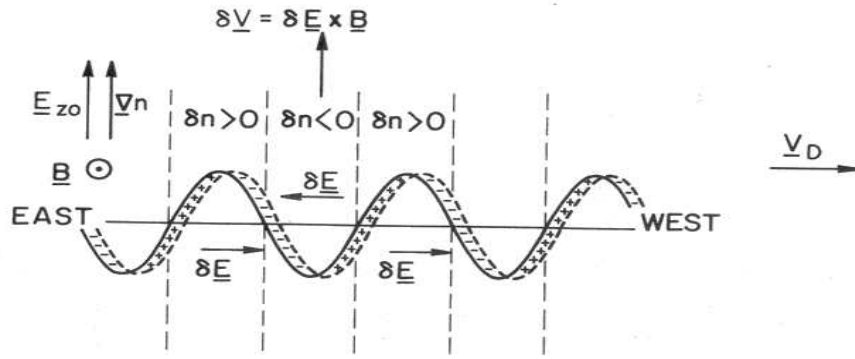


Figure I.1.10: Schéma de l'instabilité de dérive de gradient [Kelley, 1989].

Par rapport au calcul effectué dans le paragraphe précédent sur l'instabilité deux faisceaux, on doit tenir compte de la variation de densité électronique dans la direction verticale pour l'équation de conservation de la masse des électrons I.1.4. Le terme  $\vec{V} \cdot \vec{\nabla}n$  doit être linéarisé en ajoutant le terme  $ik/L_n$  où  $L_n$  est la longueur du gradient ( $L_n = (\frac{1}{n} \frac{dn}{dz})^{-1}$ ). L'ajout de ce terme va modifier l'expression du taux de croissance.

**Généralisation** Rogister et D'Angelo [1970] ont retrouvé à partir de leurs équations rendant compte de l'instabilité de dérive de gradient celles de l'instabilité deux faisceaux. L'expression de la fréquence propre et du taux de croissance généralisée aux deux modes s'écrit

$$\omega_r = \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_D}{1 + \Psi_o} \quad (\text{I.1.17})$$

$$\gamma = \frac{1}{1 + \Psi_o} \frac{\Psi_o}{\nu_i} [\omega_r^2 + \frac{\nu_i \Omega_e \cos(\phi)}{k L_n \nu_e} \omega_r - k^2 C_s^2] \quad (\text{I.1.18})$$

avec  $\phi = (\vec{k}, \vec{V}_D)$ . On ajoute donc par rapport à l'équation de l'instabilité deux faisceaux un terme dépendant de la longueur du gradient  $L_n$ . Farley et Fejer [1975] montrent que la vitesse de seuil d'apparition des irrégularités de type 1 pour les longueurs d'onde décimétrique et supérieure augmente avec la fréquence radar. Hanuise et Crochet [1979], qui ont mesuré des irrégularités de type 1 jusqu'à 4.6 MHz, ont confirmé cela et montré la saturation de la vitesse de phase à la vitesse de seuil de la longueur d'onde considérée. La vitesse de seuil est définie ainsi

$$v_s = C_S[(1 + F^2)^{1/2} - F] \quad (\text{I.1.19})$$

avec  $F = \frac{4.6}{L_n k^2}$ , et  $k$  le nombre d'onde radar.

Telles que les équations ont été écrites jusqu'à présent, l'instabilité de dérive de gradient se développe pour une vitesse de dérive des électrons faible. Mais en introduisant dans les équations de conservation de la masse, les pertes dues aux recombinaisons exprimées sous la forme  $-\alpha n^2$  ( $\alpha$ , coefficient de recombinaison), et dans les équations linéarisées  $-2\alpha n$ , un faible seuil apparaît. En incluant la vitesse de dérive ionique  $\vec{V}_{Di}$  dans l'électrojet et en laissant propager l'onde radar dans toutes les directions, Fejer et al. [1975] donnent une expression linéaire générale de la théorie

$$\omega_r = \frac{\vec{k} \cdot (\vec{V}_D + \Psi \vec{V}_{Di})}{1 + \Psi} \quad (\text{I.1.20})$$

$$\gamma = \frac{1}{1 + \Psi} \left\{ \frac{\Psi}{\nu_i} [(\omega_r - \vec{k} \cdot \vec{V}_{Di})^2 - k^2 C_s^2] + \frac{1}{L_n k^2} (\omega_r - \vec{k} \cdot \vec{V}_{Di}) \left( \frac{\nu_i}{\Omega_i} \right) k_{\parallel} \right\} - 2\alpha n_o \quad (\text{I.1.21})$$

avec  $\Psi = \Psi_o \left[ \left( \frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 + \left( \frac{\Omega_e}{\nu_e} \right)^2 \left( \frac{k_{\parallel}}{k} \right)^2 \right]$ ,  $n_o$  la densité électronique et toujours avec  $\gamma \ll \omega_r$ , et  $k_{\perp}$  et  $k_{\parallel}$  par rapport à  $\vec{B}$ .

Pour résumer, la théorie linéaire explique :

- le seuil de vitesse de dérive des électrons égal à la vitesse acoustique ionique pour les irrégularités de type 1
- le faible seuil de la vitesse de dérive des électrons pour les irrégularités de type 2
- la dépendance de la vitesse de phase des irrégularités de type 2 en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'élévation de l'onde radar
- la faible vitesse de seuil pour les irrégularités de type 1 mesurée pour les ondes de grande échelle

Malheureusement, cette théorie n'explique pas tout notamment :

- la génération d'onde de 3 m par le processus de dérive de gradient (puisque'il est linéairement stable pour ces longueurs d'onde)



- l'observation d'ondes deux faisceaux se propageant verticalement
- la saturation de la vitesse des irrégularités de type 1 pour n'importe quel angle d'élévation

### Théorie "two-step" et simulations

**Théorie "two-step"** Sudan et al. [1973] ont proposé que si des ondes dites "primaires" atteignent des amplitudes suffisamment grandes, des ondes "secondaires" instables puissent alors se développer si le champ électrique perturbant et les gradients de densité sont eux-mêmes suffisamment grands. Cette théorie permet d'expliquer l'existence d'irrégularités de type 1 mesurées à la verticale ayant un mouvement ascendant ou descendant. En effet, les ondes secondaires ne sont plus guidées par la direction de l'électrojet comme c'est le cas pour les ondes primaires. Lors de la campagne CONDOR des ondes correspondant aux critères fixés ont été mesurées *in-situ* alors que simultanément le radar de Jicamarca mesurait des irrégularités à la verticale.

**Simulations** McDonald et al. [1974, 1975] ont montré que des longueurs d'onde inférieures à 28 m peuvent être observées si l'amplitude des ondes primaires augmente de 4 %.

Keskinen et al. [1979] ont fait une étude quantitative en calculant notamment des spectres Doppler et la variation de la vitesse de phase en fonction de l'angle d'élévation. Les résultats sont très proches des mesures validant ainsi l'approche de la théorie "two-step".

Sudan [1983] unifie les théories décrivant les irrégularités des type 1 et 2. Cette théorie non-linéaire permet d'expliquer certains points laissés sans réponse par la théorie linéaire, en particulier concernant les spectres.

Farley [1985] a revu sa théorie de la dérive de gradient pour pouvoir prédire le spectre à deux dimensions de la turbulence des fluctuations de densité. Des simulations numériques intégrant ces nouveautés théoriques ont permis de prédire une structure verticale kilométrique des irrégularités de l'électrojet [Ronchi et al., 1989; Ronchi et al., 1991].

Pour autant, les raisons de la saturation de la vitesse des irrégularités de type 1 et notamment sa non-dépendance de l'angle d'élévation restent toujours en débat.

### I.1.3 Irrégularités à 150 km

Des irrégularités à 150 km ont été mesurées à Jicamarca pendant la journée entre 140 et 170 km d'altitude et forment des échos stratifiés [Balsley, 1964]. Maynard et Cahill [1965] ont trouvé dans les données d'une expérience *in situ* un second pic de densité électronique entre 145 et 160 km. D'autres mesures obtenues *in situ* ont donné des résultats similaires [par exemple Prakash et al., 1972]. Mais il faut pondérer ces résultats *in situ* avec les résultats de l'étude menée par

Gupta et Prakash [1979] montrant que les fusées utilisées dans ces expériences sont sensibles à leur apogée aux ions créés par photoionisation de leur paroi.

Røyrvik et Miller [1981] et Røyrvik [1982] observent avec le radar de Jicamarca que ces irrégularités sont alignées avec le champ magnétique et qu'elles ont une vitesse de dérive dirigée vers le haut et valant en moyenne 10 à 30 m/s. Ils supposent que les grosses variations de vitesse sont dues au passage d'onde de gravité de petite échelle dans l'atmosphère neutre au niveau du maximum de la conductivité de Pedersen. Smith et Røyrvik [1985] ont trouvé avec des mesures *in situ* des irrégularités dans la région E supérieure.

Kudeki et Fawcett [1993] complètent les précédents résultats en détaillant plus finement la description des échos comme on peut le voir sur la figure I.1.11 extraite de l'article. Ils observent

- la formation de couches d'échos animés d'un mouvement général en forme de collier, descendant le matin, ascendant l'après-midi et ayant un minimum à midi
- une modulation temporelle de l'intensité des échos comprise entre 5 et 15 minutes
- aucune variation significative de la vitesse Doppler en altitude
- une forte corrélation de la variation temporelle de la vitesse Doppler et de celle du champ magnétique,  $\Delta H$ .

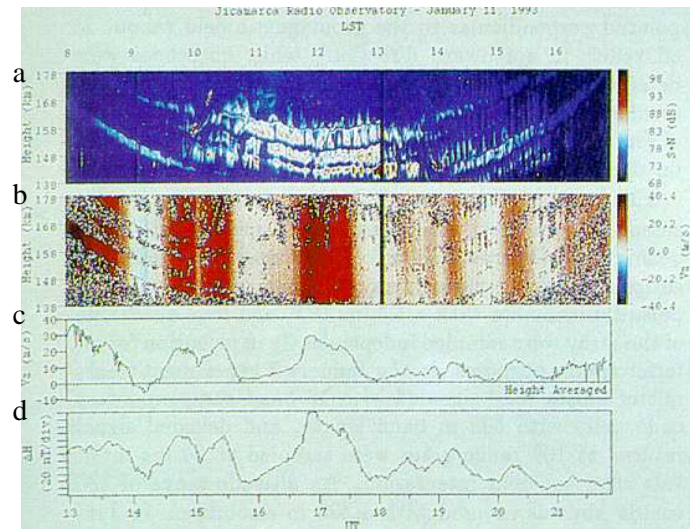


Figure I.1.11: De haut en bas : (a) Puissance du signal rétrodiffusé détectée le 11 Janvier 1993 en fonction du temps et de l'altitude, (b) Vitesse Doppler en fonction du temps et de l'altitude, (c) Vitesse Doppler moyennée en altitude en fonction du temps et (d) enregistrements de la mesure de  $\Delta H$  avec le magnétomètre de Ancon en fonction du temps. [Kudeki et Fawcett, 1993].

Kudeki et Fawcett suggèrent que les ondes de gravité peuvent jouer un rôle dans un processus local d'instabilité de type inter-échange qui agit sur les irrégularités alignées sur le champ

magnétique. Cette instabilité ne peut se développer que si de forts vents soufflent contre de forts gradients de densité de plasma. Les ondes de gravité de courte période créeraient les forts gradients alors que les ondes de gravités de plus longue période et de grande amplitude de vent horizontal entretiendraient l'instabilité en soutenant un niveau constant de vitesse du vent. Kudeki et al. [1998] ont montré avec un radar autre VHF à Pohnpei (Pacifique Ouest) l'observation d'échos à 150 km.

Tsunoda [1994] propose un autre système de formation de ces irrégularités. Il pense qu'elles sont l'image d'irrégularités créées dans la région E (type E sporadiques) à  $4 - 5^\circ$  de latitude magnétique et transmises par les lignes de champ magnétique au niveau de l'équateur vers 150 km d'altitude.

L'origine de ces irrégularités à 150 km est toujours en discussion. Il n'existe pas pour le moment de modélisation de ce phénomène.

## Chapitre I.2

# Contexte expérimental

Nous allons présenter dans ce chapitre le cadre des expériences effectuées à l'équateur durant l'Année Internationale de l'Electrojet Equatorial, et plus particulièrement la contribution des laboratoires français en Afrique. Nous poursuivrons par une description technique du radar du Laboratoire de Détection et de Géophysique (LDG) du CEA. Nous présenterons l'intérêt d'effectuer des mesures en HF. Nous finirons le chapitre par une revue des premiers résultats publiés sur les données du radar et une étude statistique concernant la période d'observations qui sera étudiée en détail dans le chapitre suivant.

### I.2.1 L'AIEE

En 1987, à la réunion de l'IAGA à Vancouver, une étude plus approfondie de l'électrojet équatorial a été demandée dans le cadre d'une Année Internationale de l'Electrojet Equatorial (AIEE). Un certain nombre de laboratoires français se sont rassemblés pour apporter leur contribution à ce projet. Ces laboratoires (CEA, CNET, CNRS, IPGP, ORSTOM, et Université Paris Sud) en collaboration avec les universités de Dakar et d'Abidjan ont conçu une campagne de mesures [Amory-Mazaudier et al., 1993]. Entre 1993 et 1994 (l'AIEE a été prolongée d'un an), de nombreux instruments ont été implantés dans le secteur Afrique :

- un réseau de 10 stations magnétotelluriques de Novembre 1992 à Octobre 1994, qui mesure les variations des composantes du champ magnétique (H, D, Z),
- 3 ionosondes à Dakar (Sénégal), Ouagadougou (Burkina Faso) et Korhogo (Côte d'Ivoire),
- un sondeur HF à Dakar,
- un interféromètre Fabry Perrot à Korhogo qui est opérationnel depuis 1994 et qui sert à mesurer le vent entre 200 et 400 km à partir de la raie à 630 nm de l'oxygène atomique,
- le radar HF du CEA à Korhogo pendant deux campagnes en 1993 et 1994.

La figure I.2.1 situe certains des instruments qui viennent d'être cités par rapport à l'équateur magnétique.

La collaboration de tous ces laboratoires ne s'est pas arrêtée après la campagne de mesures. Le GIRGEA (Groupe International de Recherche en Géophysique Europe Afrique) a été créé et se réunit deux à trois fois par an pour confronter les résultats. La multiplicité de mesures simultanées devraient permettre de mieux comprendre l'électrodynamique et la physique des irrégularités ionosphériques ainsi que le circuit global de courant associé. Un numéro spécial d'*Annales Geophysicae* [vol 16, 6, 1998] présente les principaux résultats des différentes expériences listées plus haut.

## I.2.2 Le radar LDG

### I.2.2.1 Caractéristiques du radar

Le radar R4FEL du LDG, que l'on nommera radar LDG dans la suite de cet exposé, est un instrument qui n'a cessé d'évoluer depuis ces vingt dernières années [Herbreteau, 1979]. Ce radar a été utilisé en particulier pour des études de propagation dans l'ionosphère d'ondes acoustiques provoquées par des explosions chimiques de forte puissance au sol [Blanc, 1984, 1985, 1987]

Le radar LDG est un sondeur HF omnidirectionnel doté de deux antennes logarithmiques spirales utilisées l'une pour l'émission et l'autre pour la réception. On a rassemblé ses caractéristiques dans le tableau ci dessous:

Emetteur	puissance crête fréquence de sondage largeur d'impulsion taux de répétition des impulsions	5 kW 2-30 MHz 10-20 $\mu$ s 100-200 Hz
Antennes émission-réception	diamètre polarisation diagramme de rayonnement	100 m circulaire lobe de 50 °

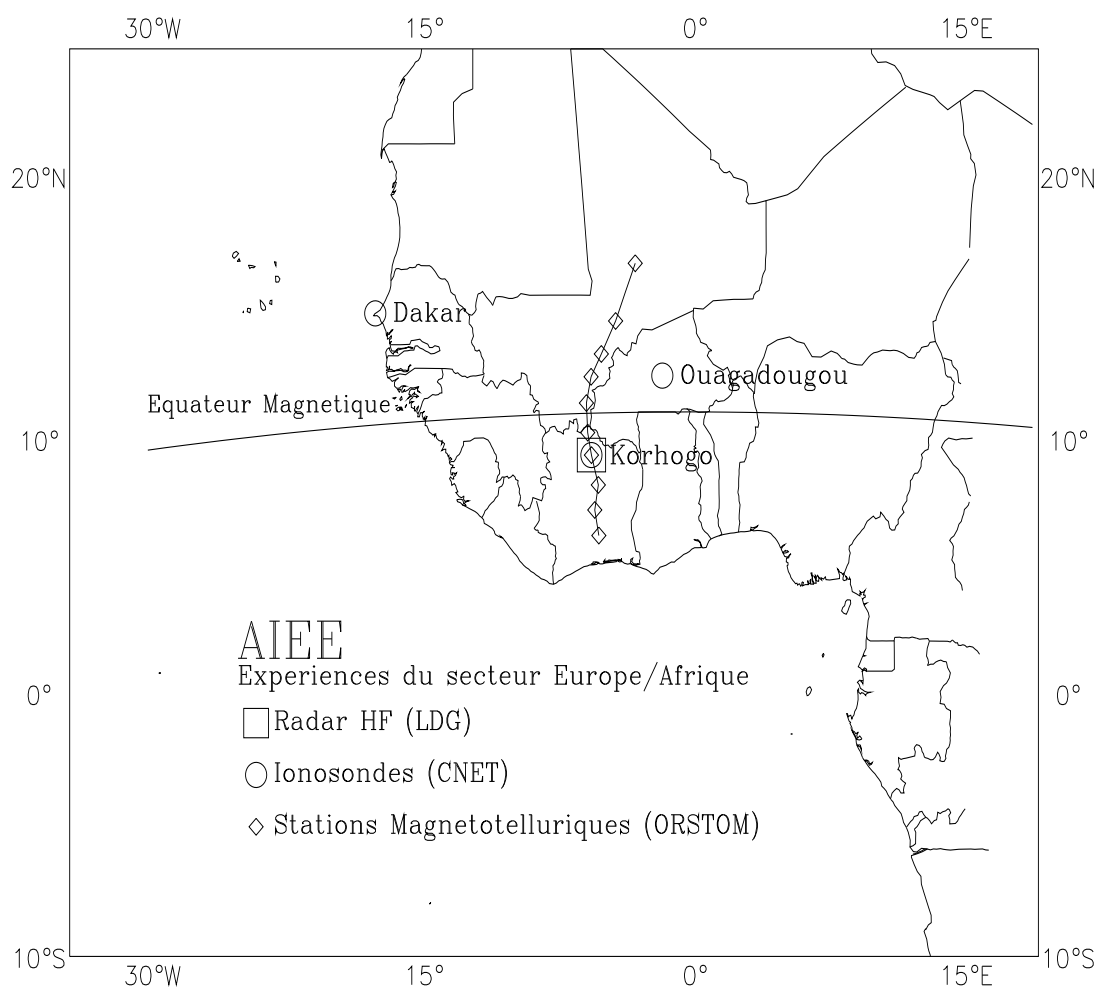


Figure I.2.1: Localisation des instruments du secteur Europe/Afrique de l'AIEE

### I.2.2.2 Paramètres mesurés par le radar

Le cycle de sondage défini par l'expérimentateur est un ajustement de la fréquence d'exécution de chacune des 4 mesures du radar que sont les ionogrammes, les spectres Doppler, les cartes d'échos et l'écholocalisation.

**Les ionogrammes** dont le concept théorique est développé dans l'annexe A, consistent à mesurer le temps d'arrivée des échos renvoyés par l'ionosphère après l'émission d'une salve d'impulsions dont les fréquences s'étalent sur une rampe de 1 à 12 MHz. La largeur d'impulsion étant de  $10 \mu s$ , la résolution spatiale théorique du radar est de 1.5 km.

Les ionogrammes permettent de déterminer les fréquences de coupure correspondant au maximum des différentes régions, région E, région F1, région F2, notées  $f_{oE}$ ,  $f_{oF1}$ ,  $f_{oF2}$ . Par inversion des ionogrammes, le profil de densité électronique est obtenu.

**Les spectres Doppler** permettent de mesurer la vitesse des irrégularités présentes dans l'ionosphère, en mesurant la variation de la fréquence de l'onde reçue par rapport à l'onde émise. On rappelle que lorsqu'un observateur fixe (O) envoie une onde de fréquence  $f_o$  vers une cible mobile (C), l'onde réfléchie par la cible subit une variation de sa fréquence  $\Delta f$  liée à la vitesse de la cible  $V_{cible}$  par la relation suivante

$$\Delta f = -\frac{2 f_o V_{cible} \cos(\pi - \theta)}{c} \quad (I.2.1)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière. Or nous n'avons aucun moyen de connaître l'angle  $\theta$  ( $\vec{OC}$ ,  $\vec{V}_{cible}$ ) (cf. figure I.2.2). On ne mesurera que le projeté de la vitesse  $\vec{v}$  sur la droite (OC) ( $\theta = 0$ ), soit la ligne de visée du radar. On utilisera la formule suivante pour mesurer la vitesse des irrégularités

$$v = \frac{\Delta f c}{2 f_o} \quad (I.2.2)$$

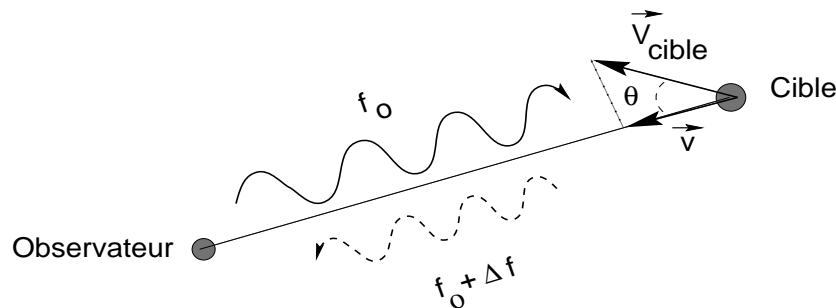


Figure I.2.2: Schéma de principe de l'effet Doppler

Sur la figure I.2.3, on représente en haut un spectre Doppler caractéristique des irrégularités de type 2, en bas à gauche la superposition des spectres effectués sur la même période de temps

pour des chemins de groupe successifs, et en bas à droite les mêmes spectres superposés mais dont l'amplitude a été codée en couleur. Nous appellerons cette dernière représentation graphique fonction de diffusion. On utilisera les fonctions de diffusion pour représenter les spectres dans le reste de la thèse.

Soit un plan réflecteur se déplaçant vers le haut avec une vitesse  $\vec{V}$ , la vitesse mesurée par le radar sur la ligne de visée varie en fonction de la distance  $d$  entre le radar et le réflecteur  $d$  (figure I.2.4). Si le plan réflecteur reste à la même distance  $d_0$  et que des irrégularités se déplacent à cette distance à la vitesse horizontale  $\vec{V}$ , la variation de  $v$  formera un U sur les fonctions de diffusion (il y a un lien direct entre  $v$  et  $\Delta f$ ). Ceci a été observé pour les irrégularités de type 2 [Balsley, 1969; Tsunoda, 1994].

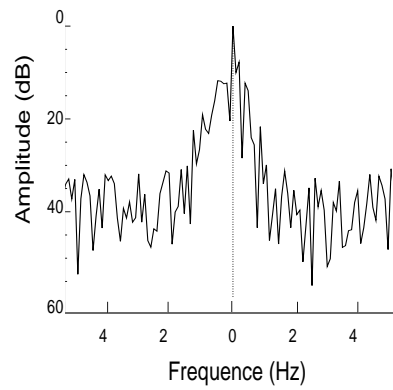
**Les cartes d'échos** sont la représentation dans le plan temps - hauteur virtuelle de l'intensité des échos à chaque sondage. Ces cartes étant réalisées à fréquence constante, on peut donc suivre les variations spatio-temporelles de l'ionosphère pour une densité électronique constante. Sur ces cartes, les hauteurs virtuelles (Annexe A) plus importantes que les hauteurs réelles, les ondes radar se propageant à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière dans le milieu ionisé.

**Des mesures d'écholocalisation** sont possibles sous certaines conditions avec 6 antennes additionnelles qui forment avec l'antenne de réception un interféromètre.

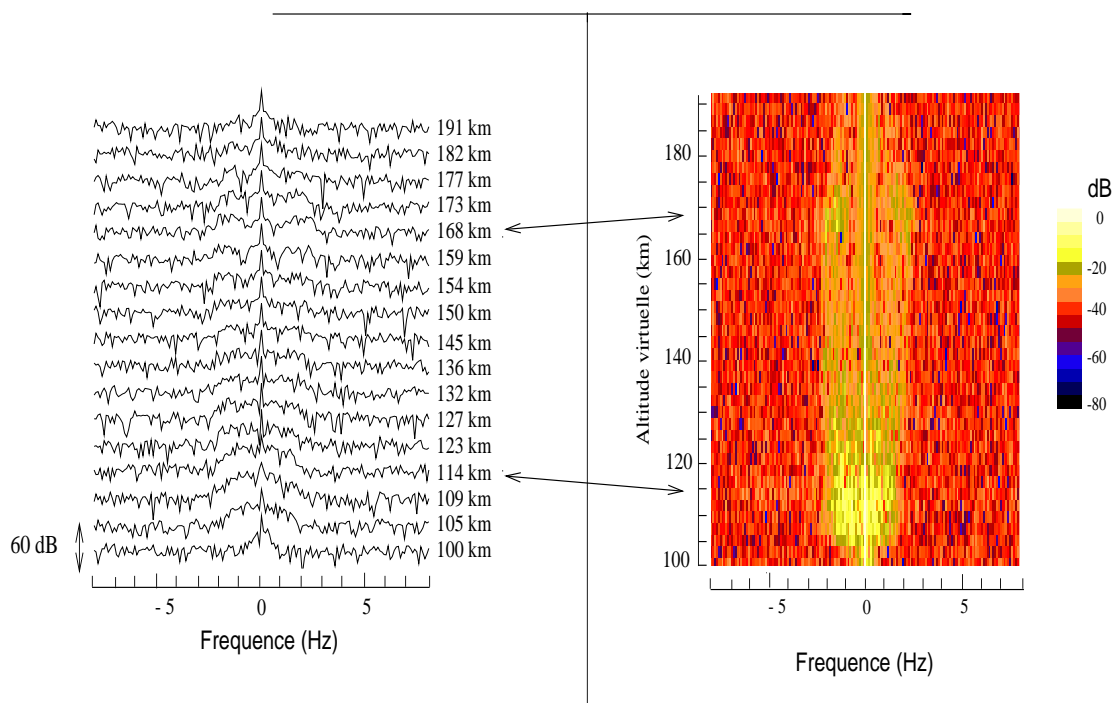
Le cycle de sondage utilisé pendant les observations d'Avril à Juillet 1993 est constitué par un ionogramme toutes les 12 minutes, un spectre Doppler pour chacune des 4 fréquences toutes les 10 minutes, et enfin un sondage impulsionnel pour une fréquence donnée toutes les 70 ms. En général, on garde le même cycle de sondage et les mêmes fréquences radar pendant deux heures.

On visualise ces données à partir d'un logiciel de traitement, *Ionosys* [Le Breton et Mercandalli, 1996].





a) Spectre Doppler du 8 Mai 1993  
à 08:30 et à l'altitude virtuelle de 102 km



b) Superposition de spectres

c) Fonction de diffusion

Figure I.2.3: Différents types de représentation des spectres Doppler.

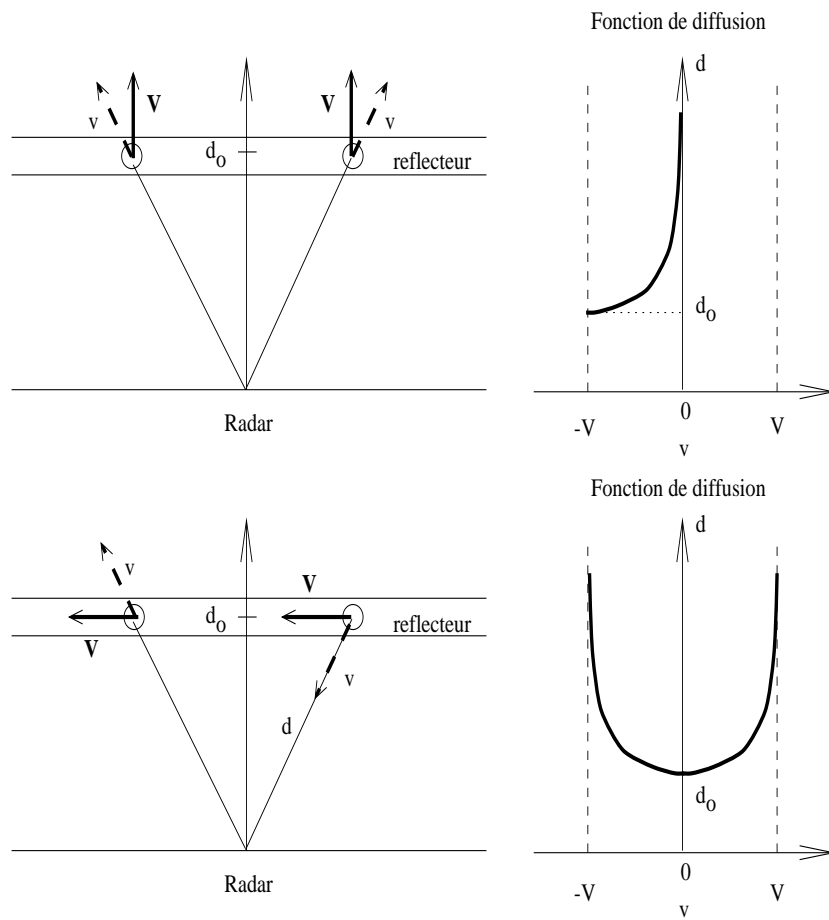


Figure I.2.4: Formes des fonctions de diffusion en ne tenant compte que de critères géométriques et du déplacement du réflecteur: vertical (haut) et horizontal (bas).

### I.2.2.3 Intérêts et particularités des mesures radar HF

#### Mécanismes de formation des échos

Les processus de formation des échos sont d'une part la réflexion pure et d'autre part la diffusion. Il existe deux types de diffusion : cohérente, ou de Bragg, qui est sensible aux fluctuations macroscopiques, dont les dimensions sont supérieures à la longueur de Debye, ou bien incohérente appelée aussi diffusion Thomson. A ces deux types de diffusion sont associés deux types de radar. La diffusion Thomson a une section efficace très faible ce qui nécessite d'utiliser des radars ayant une forte puissance et de grands systèmes d'antennes comme par exemple celui de Jicamarca qui a une puissance de 1 MW. Le radar LDG est sensible seulement à la diffusion de Bragg. On écrit l'équation de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie de l'onde se propageant dans un milieu ionisé :

$$\vec{k}_t = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (\text{I.2.3})$$

où les indices t, s et i signifient respectivement transmis, diffusé (*scattered* en anglais) et incident. Si  $\theta = (\vec{k}_t, \vec{k}_s)$ , la longueur d'onde des irrégularités à laquelle le radar est sensible est

$$\lambda_{irr} = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta/2)} \quad (\text{I.2.4})$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde radar. Dans le cas de la rétrodiffusion où  $\theta = 180^\circ$  (cas du radar LDG) :

$$\lambda_{irr} = \lambda_0/2 \quad (\text{I.2.5})$$

#### Equation radar

On définit une section efficace de diffusion,  $\sigma$ . La puissance incidente,  $P_i$ , sur un élément de volume à la distance R est

$$P_i = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \quad (\text{I.2.6})$$

où  $P_t$  et  $G_t$  sont la puissance et le gain dans la direction t. La puissance rétrodiffusée,  $P_r$ , reçue par le radar vaut

$$P_r = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \sigma \frac{A}{4\pi R^2} \quad (\text{I.2.7})$$

où A est la surface de l'antenne. Cette relation est l'équation radar. Nous utiliserons le principe de cette équation dans l'analyse des données.

#### Particularités du radar HF

Une des particularités des radars HF est le rôle prédominant que joue la réfraction. Pour les radars VHF, l'angle entre le vecteur d'onde et la direction de dérive des irrégularités dans l'électrojet équatorial est au minimum de  $10^\circ$  à cause de la courbure de la Terre. En HF, cet

angle peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 90°, comme on peut le voir sur la figure I.2.5. Cette propriété est intéressante pour l'étude des irrégularités de type 1 qui sont observées lorsque l'angle entre le vecteur d'onde radar et la direction de propagation de ces irrégularités (horizontale par rapport à la Terre) est inférieur à 20°.

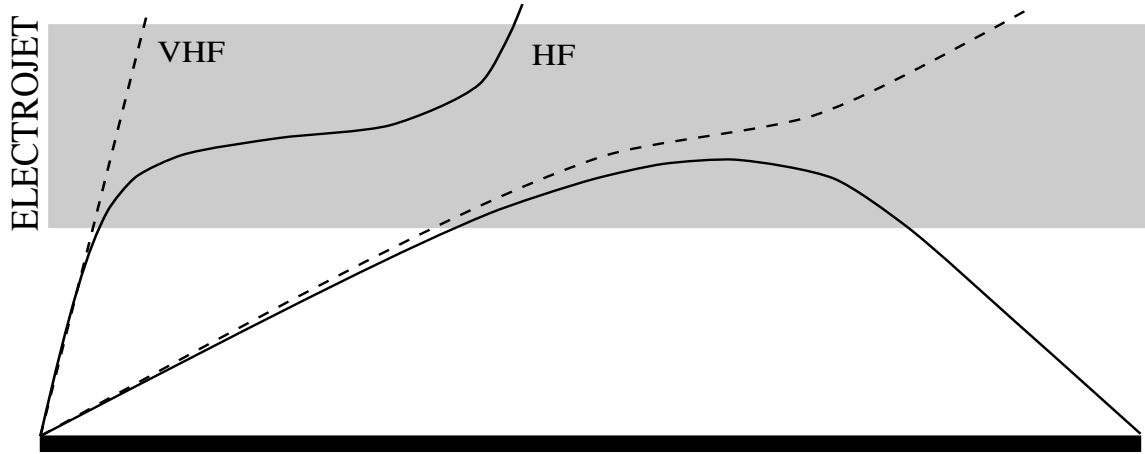


Figure I.2.5: Schéma comparant l'inclinaison des rayons HF (trait plein) et VHF (tiret) subie lors de la propagation dans la région E, pour des angles d'élévation identique à l'émission.

De plus, cet effet de réfraction peut entraîner un effet loupe quand la fréquence radar est très proche de la fréquence de coupure de l'ionosphère. La résolution radiale du radar  $\Delta h$  est calculé en posant

$$\Delta h = c\Delta t/2 \quad (\text{I.2.8})$$

où  $\Delta t$  est la largeur de l'impulsion et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide. Si on calcule  $\Delta h$ , en considérant la vitesse de groupe plutôt que  $c$ , on a

$$\Delta h = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}} c \frac{\Delta t}{2} \quad (\text{I.2.9})$$

où  $f_p$  est la fréquence plasma locale. On représente sur la figure I.2.6 les variations de la résolution spatiale pour deux fréquences radar par rapport à un profil de densité électronique. Dans le cas où la fréquence radar est 4.2 MHz et  $f_{oE}$  est 3.9 MHz, la résolution radiale peut descendre en dessous de 500 m (soit moins du tiers de la résolution donnée auparavant). Ceci a pour conséquence que l'étude des structures des régions denses de l'ionosphère sera plus précise pour des observations réalisées avec des fréquences radar proches de la fréquence de coupure de ces régions (sur la figure I.2.6 à l'altitude 105 km, la résolution spatiale normale est 1500 m, elle devient inférieure à 500 m pour une fréquence radar de 4.2 MHz, et 700 m à 5.0 MHz). Il nous faudra tenir compte dans nos interprétations de ces retards de propagation.

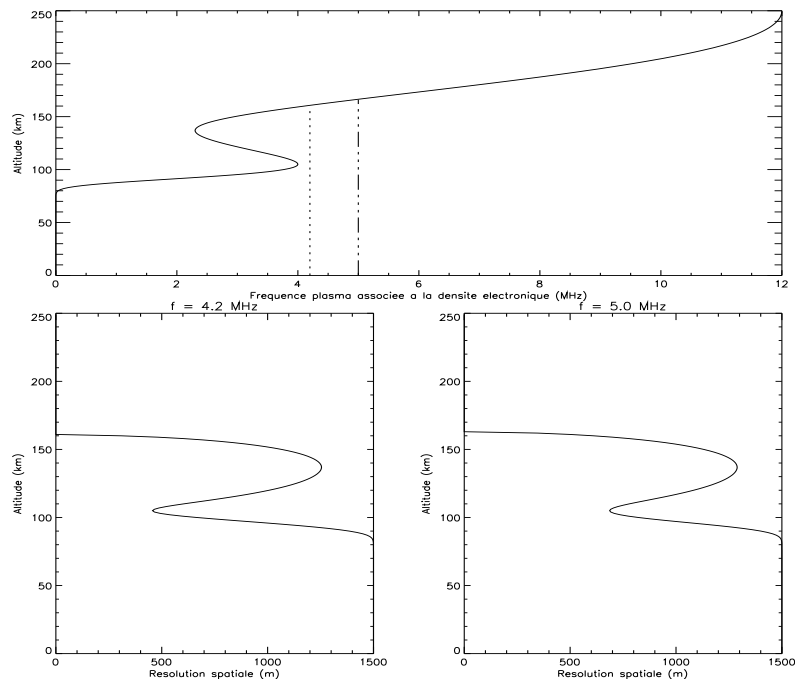


Figure I.2.6: *Variation de la résolution spatiale pour deux fréquences radar par rapport à un profil de densité électronique*

### I.2.3 Premiers résultats du radar

Les premiers résultats obtenus à partir des données du radar HF et publiés par le LDG se répartissent en trois thèmes : les irrégularités observées de jour, le F diffus, et les éclairs d'orage.

L'une des raisons du choix d'un radar avec un lobe d'antenne large est la volonté de réaliser des observations d'échos formés sur la colonne d'ionisation des éclairs. Pour ne pas "griller" l'électronique du radar, cette colonne doit se trouver relativement loin des antennes. Le radar doit pouvoir mesurer des échos provenant de l'horizon. Cette étude, menée par Roussel Dupré et Blanc [1997], étant assez éloignée de notre sujet nous n'approfondissons pas plus la description de ces travaux.

Le terme de F diffus est un terme générique pour désigner des irrégularités observées la nuit. Le qualificatif de diffus est dû à la trace de ces irrégularités sur les ionogrammes; celles-ci apparaissent comme un étalement depuis la trace de la région F vers les hauteurs virtuelles supérieures. Ces irrégularités sont classées par type morphologique. Woodman et La Hoz [1976] expliquent l'apparition de ce type d'irrégularité par un mécanisme d'instabilité de type Rayleigh-

Taylor. Cette instabilité se développe quand un milieu peu dense se situe sous un milieu plus dense (on considère que le champ de gravitation est dirigé vers le bas). Une perturbation créée à la frontière entre les deux milieux se transforme en bulle. Celle-ci se propage vers le haut, créant à l'intérieur du milieu plus dense un très fort gradient de densité. Les échos radar se forment par diffusion sur les parois de la bulle qui deviennent instables. Cécile et al. [1996] ont interprété des observations de F diffus comme étant dues au passage de bulles sous-denses dans le champ de vision du radar. Dans sa thèse, Cécile [1997] donne une explication théorique de la formation du F diffus inférieur en terme d'instabilité de dérive de gradient associée à la montée de la région F après le coucher du soleil. Il a également étudié la formation du F diffus explosif en liaison avec les éclairs d'orage et les sprites.

Le dernier thème abordé concerne les irrégularités observées de jour. Blanc et al. [1996] ont fait une présentation des différents types d'irrégularités que le radar a observés pendant les deux campagnes de 1993 et 1994. Dans la région E, la présence de l'électrojet est à l'origine de très fortes irrégularités. Elles apparaissent sous deux aspects différents : un étalement en hauteur virtuelle des échos de type 2 (instabilité de dérive de gradient) entre 90 et 140 km et l'apparition d'un groupe d'échos en forme de parabole entre 140 et 180 km de hauteur virtuelle et dont le minimum se trouve vers midi. La carte d'échos du 3 Juin 1993, figure I.2.7, illustre ces types d'échos. Des échos formés sur des irrégularités à une altitude réelle de 100 km et à une distance au sol de 100 km du radar, soit un angle de  $45^\circ$ , seront mesurés à une distance au radar de 141 km. On ne considère ici que des arguments géométriques, la hauteur virtuelle mesurée comprend en plus les retards dus à la réfraction. Mais en première approximation la distance géométrique au radar et la hauteur virtuelle sont égales. Un lobe d'antenne large permettant d'observer loin, les échos formés dans l'électrojet par diffusion sur les irrégularités s'étalent en hauteur virtuelle. L'origine et la forme de la région parabolique n'est pas comprise. Blanc et al. [1996] la comparent aux irrégularités observées à 150 km par Kudeki et Fawcett [1993] avec le radar VHF de Jicamarca. Cette région est appelée région "parabolique" pour être distinguée de la région "en collier" de Jicamarca.

Blanc et al. [1996] mesurent aussi avec les spectres Doppler la vitesse d'écoulement des irrégularités dans l'électrojet. Ils trouvent une vitesse de 100 m/s qui est un bon ordre de grandeur. Enfin, ils montrent la présence de fluctuations dans les échos de la région F alors que l'on s'attend à un milieu homogène.

Une dernière étude de Blanc et Houngrinou [1998] compare des sondages sur 3 fréquences simultanées de la région F. Ils montrent qu'il existe des fluctuations d'intensité qui révèlent un processus d'instabilité à petite échelle jusque dans la région F supérieure.

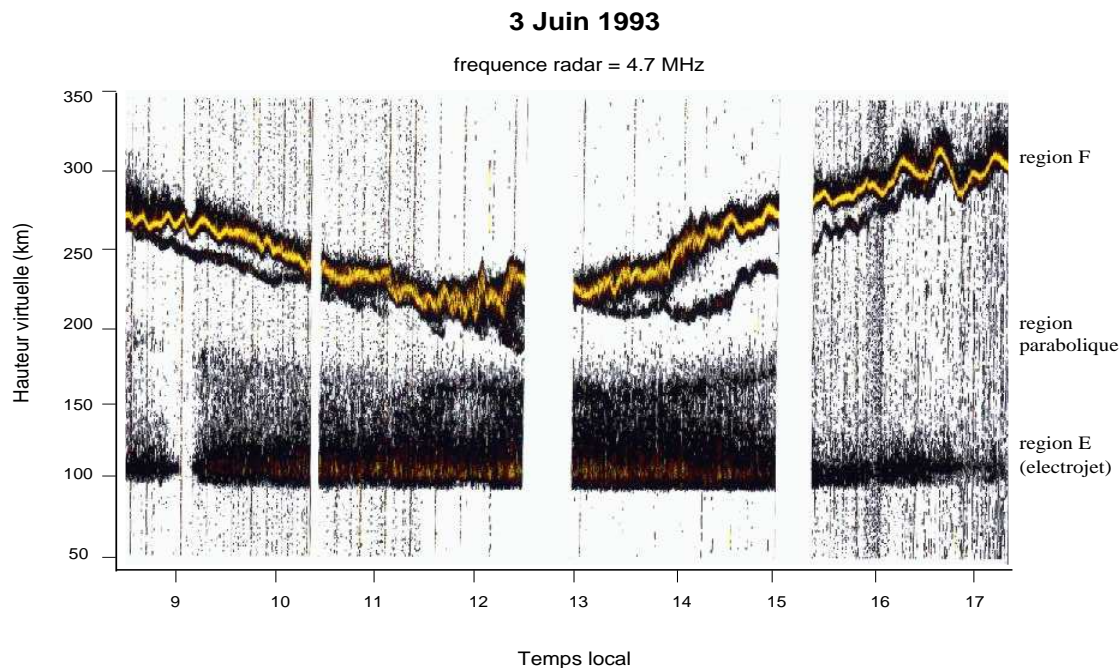


Figure I.2.7: Carte des échos du 3 Juin 1993, à la fréquence de sondage de 4.7 MHz. Les échos les plus intenses sont en jaune. On distingue 3 grandes zones : entre 90 et 140 km des échos de diffusion de l'électrojet, entre 140 et 180 km une région en forme de parabole avec minimum à midi, entre 200 et 350 km la trace de la région F. Les vaguelettes dans cette trace sont le signe du passage d'une onde de gravité.

## I.2.4 Conditions générales et exemples typiques d'observations de 1993

### I.2.4.1 Conditions des expériences

Une étude plus approfondie des irrégularités de l'électrojet sur la totalité des observations faites en 1993 a été réalisée. L'objectif de cette étude était de comprendre le mécanisme de formation de la région parabolique. Pour cela, nous avons dessiné les cartes d'échos de tous les jours d'observation réalisées pour des fréquences radar inférieures à 5 MHz. Sur 35 journées, du premier Mai 1993 au 4 Juin 1993, nous avons 22 jours d'observation. Nous montrons sur la figure I.2.8 les variations de l'indice Dst. Cet indice de l'intensité de l'anneau de courant (situé entre 4 et 8 rayons terrestres dans la magnétosphère terrestre) donne une indication des effets globaux des orages magnétiques sur le champ magnétique et est utilisé pour déterminer la valeur moyenne de la variation de la composante H du champ magnétique  $\Delta H$  par rapport à sa valeur dans des

conditions calmes (au sens géomagnétique). Nous nous sommes procurés ces valeurs horaires de Dst sur le site Internet du World Data Center - C2 basé à Kyoto. On constate qu'il y a eu une importante perturbation magnétique entre le 8 et le 13 Mai, et une autre un peu moins forte entre le 27 et le 30 Mai. Nous avons représenté au dessus de l'axe du temps avec un code de couleur la qualité d'observation de la région parabolique. Un jour sur deux (11 jours sur 22), la parabole est observée. Ces jours-là, le champ magnétique est soit très perturbé, comme c'est le cas les 8, 27 et 28 Mai, soit  $\Delta H$  entre 6: 00 et 16: 00 TL est très forte, par exemple le 22 Mai.

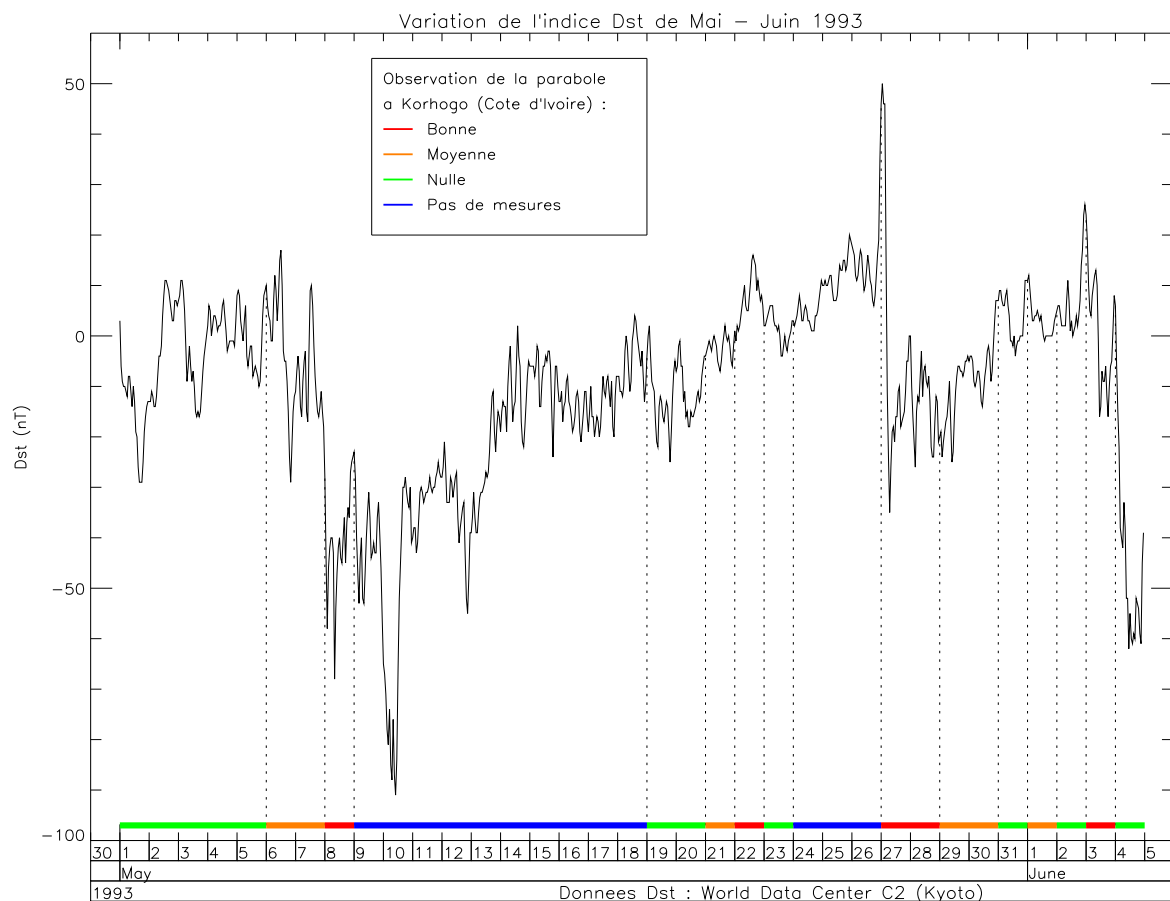


Figure I.2.8: *Comparaison de l'observation de la parabole et de la variation du Dst*

Une autre étude réalisée à partir des ionogrammes compare les fréquences radar (1 et 2), inférieures à 5 MHz, à la variation de la fréquence de coupure de la région E ( $f_{oE}$ ). On représente sur la figure I.2.9 cette comparaison pour tous les jours où la région parabolique a été observée en dessinant en rouge les périodes de présence de la parabole. On constate que cette dernière



n'existe que lorsque la fréquence radar est proche de  $f_{oE}$  (entre 0.2 et 1 MHz). Cette remarque est valable pour la fréquence 2 sur laquelle on observe le plus souvent la région parabolique car elle est toujours supérieure à  $f_{oE}$ . Ceci est parfois valable pour la fréquence 1 plutôt en fin de journée, en particulier pour le 28 Mai et le 3 Juin lorsque celle-ci devient supérieure à  $f_{oE}$ .

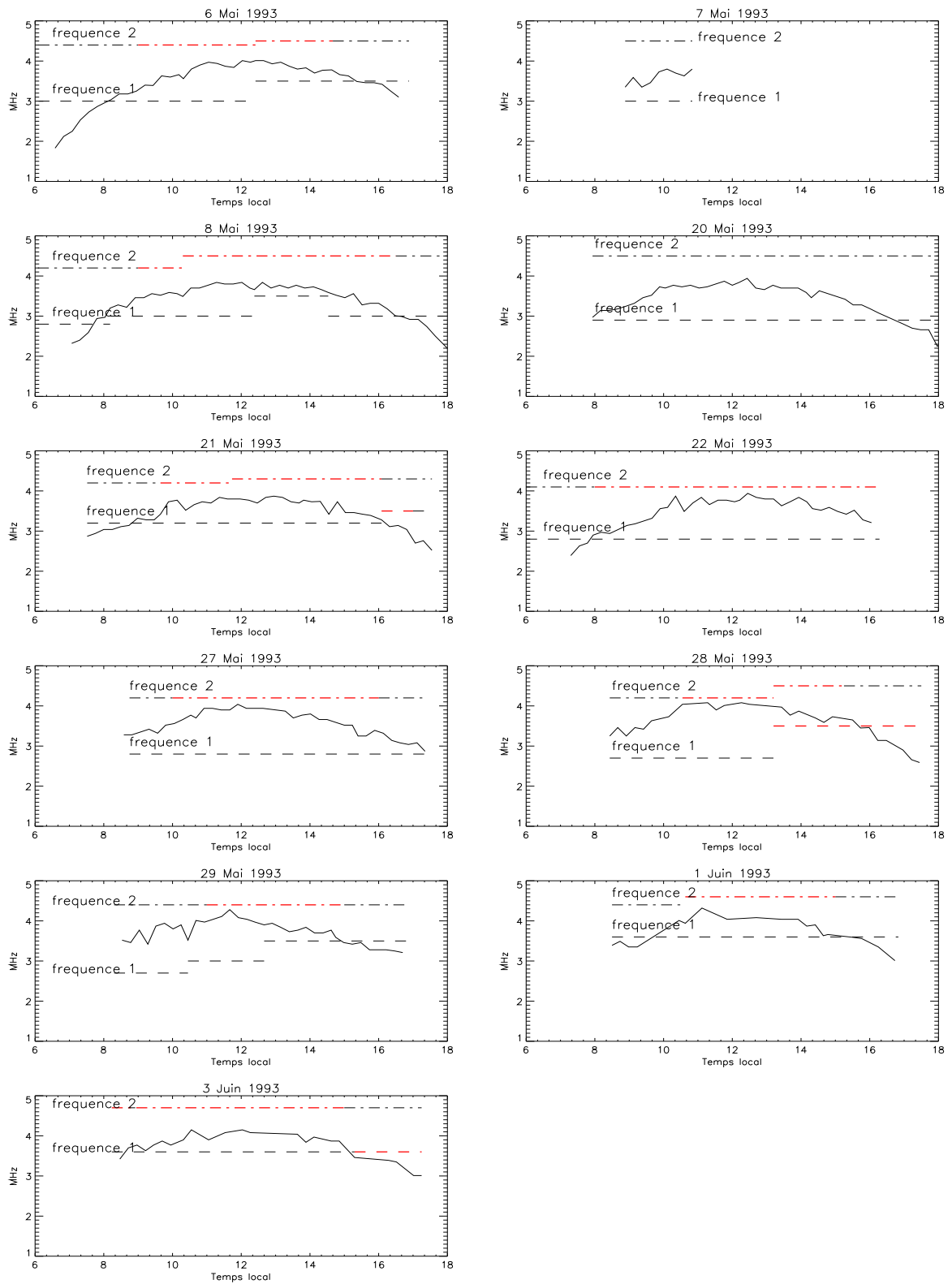


Figure I.2.9: Variation de  $f_{oE}$  à Korhogo comparée aux fréquences radar. En rouge on souligne les périodes où l'on observe la parabole.

### I.2.4.2 Deux exemples typiques d'observations

Nous avons rassemblés pour le 8 et le 28 Mai toutes ces informations sur les figures I.2.10 et I.2.11. Sur la figure I.2.10 du 8 Mai, on a de haut en bas la variation temporelle de  $f_{oE}$ , la carte des échos de la fréquence 2 puis de la fréquence 1, dont les valeurs respectives ont été tracées sur le graphe de  $f_{oE}$ , et enfin le champ magnétique  $\Delta H$  mesuré à Korhogo. Lorsque la réflexion est pure sur la fréquence 1, c'est à dire sans élargissement de la trace dû aux irrégularités, il n'y a plus d'échos en région E sur la fréquence 2 (par exemple entre 13 et 14 heures). Ces "trous" sont dûs au "contre électrojet" [Hanuse et Crochet, 1981c] qui a lieu quand le sens du courant change subitement, interdisant à l'instabilité de type 2 de se développer. Les variations  $\Delta H$  suivent celles du courant électronique; quand le courant s'inverse,  $\Delta H$  diminue. On distingue la région parabolique sur la carte de la fréquence 2 entre 10 et 15 heures. On remarque des fluctuations d'intensité qui élargissent la trace de la région F ainsi que le passage d'ondes de gravité entre 12 et 19 heures (petites vagues). Plusieurs traces intenses entre 7 et 9 heures sur la fréquence 1 sont un effet du lever du Soleil.

La figure I.2.11 du 28 Mai est comparable. La région parabolique est présente entre 13 et 15 heures. Ce qu'il y a de nouveau dans cette observation, c'est l'apparition de la région parabolique sur la fréquence 1 entre 13 et 17 heures et le dédoublement les deux traces intenses à 95 et 115 km entre 10 et 12 heures, correspondant sur la carte de la fréquence 2 à de multiples traces à 97, 108, 125, 135 et 150 km. On constate que la fréquence radar et  $f_{oE}$  sont proches pendant cette période.

Cette étude globale fait donc ressortir plusieurs éléments :

- sur les cartes d'échos réalisées au lever du Soleil et pour des fréquences radar inférieures ou égales à 3 MHz, on distingue plusieurs traces intenses alors que l'on en attendrait qu'une. L'origine de ces traces n'est pas évidente; l'étude menée dans la première partie du chapitre suivant apportera quelques éléments de réponse,
- la parabole apparaît dans deux conditions particulières typiques : un champ magnétique fort (perturbé ou puissant), et un rapport de la fréquence radar avec  $f_{oE}$  proche de 1. Les signaux sont parfois complexes et sont constitués de traces multiples. Nous proposerons dans la deuxième partie du chapitre une interprétation pour comprendre le mécanisme de formation de la région parabolique ainsi que des échos multiples,
- enfin les fluctuations d'intensité présentes sur la trace de région F seront l'objet d'une étude particulière dans la dernière partie du troisième chapitre.

### *Korhogo le 8 Mai 1993*

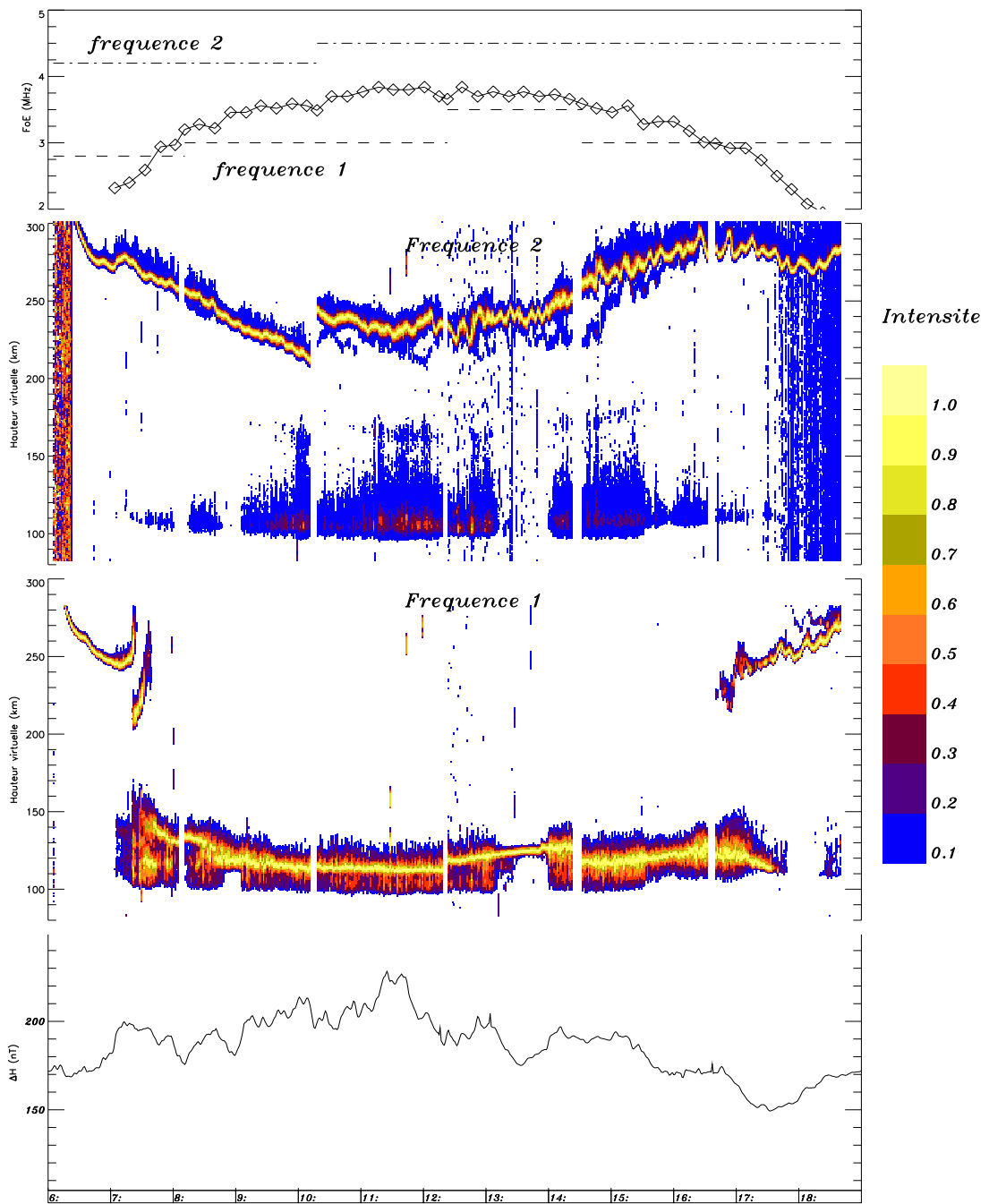
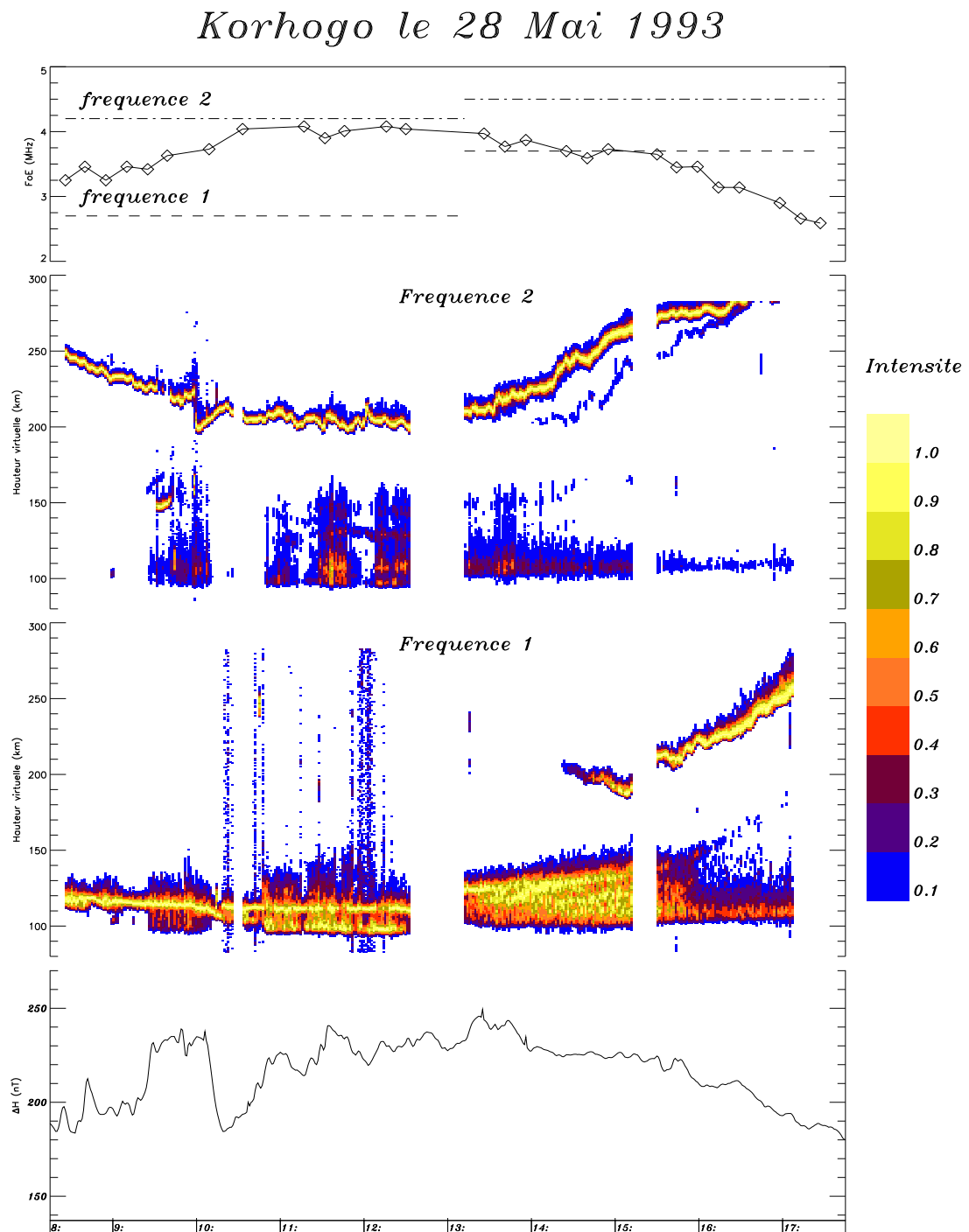


Figure I.2.10: *Compilation de mesures réalisées le 8 Mai 1993 : comparaison de la fréquence de coupure  $f_{OE}$  et des fréquences radar, carte d'échos sur la fréquence 2 et sur la fréquence 1, et champ magnétique  $\Delta H$ .*

Figure I.2.11: *Compilation de mesures réalisées le 28 Mai 1993*

## Chapitre I.3

# Interprétation des observations

### I.3.1 Analyse d'observations réalisées à l'aube

En Mai 1993, les mesures ont été réalisées presque continûment le jour et la nuit. Des perturbations de l'ionosphère ont été observées à l'aube. Après avoir fait une étude de cas approfondie, nous généraliserons nos constats pour donner les caractéristiques générales des observations faites à l'aube en HF. Comme ces perturbations apparaissent comme un dédoublement de la trace et qu'elles auraient pu être interprétées comme une structure particulière anormale de l'électrojet, une analyse des différents échos a été effectuée.

#### I.3.1.1 Etude de cas : le 27 Mai 1993

Un exemple caractéristique des perturbations observées dans les dizaines de minutes suivant le lever du jour a été obtenu le 27 Mai 1993. Les mesures ont débuté à 6: 25 TL (Temps Local). Le Soleil s'est levé à Korhogo à 6: 05 TL, mais une heure et dix minutes avant à l'altitude 300 km au dessus de Korhogo à cause de la sphéricité de la Terre, et quarante minutes avant à l'altitude 100 km (figure I.3.1). Au moment où les mesures débutent, l'ionisation de la région F a commencé depuis une heure. La densité électronique de cette région est donc déjà bien renforcée. Par contre, celle de la région E l'est nettement moins notamment car les rayons solaires traversent une épaisseur d'atmosphère plus grande et une densité en espèces neutres plus importante. Gulyaeva [1985] montre qu'au dessus de 100 km d'altitude le lever de soleil doit être considéré pour un angle zénithal solaire de  $100^\circ$  alors qu'au sol il est de  $90^\circ$ .

La fréquence radar est de 2.8 MHz. Cette valeur relativement basse va nous permettre de suivre la formation de l'ionisation de la région E; la fréquence de coupure ordinaire de cette région ne dépassant que très rarement 4 MHz.

Sur la carte d'échos de la figure I.3.2, on distingue plusieurs traces plus ou moins intenses et

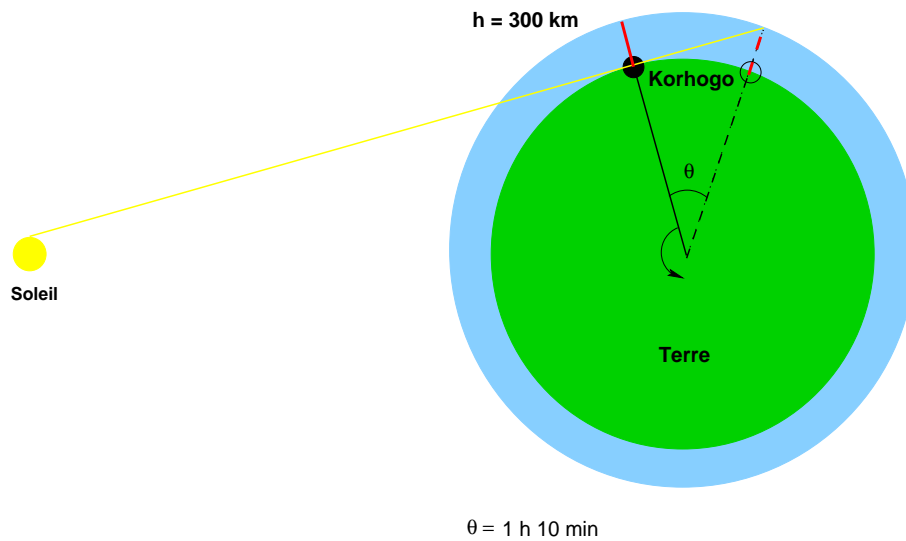


Figure I.3.1: *Décalage horaire entre le lever du Soleil à Korhogo au niveau du sol et à 300 km de 1 heure et 10 minutes*

localisées entre 100 et 300 km. On divise la carte en cinq périodes, notées de A à E, suivant les différents changements d'altitude des traces.

Pour interpréter les divers phénomènes qui se produisent, nous utiliserons, en plus de la carte d'échos, les deux autres types de mesures réalisées simultanément, mais de manière discontinue toutes les 10 ou 15 minutes : les ionogrammes et les spectres.

Le 27 Mai 1993 entre 6h25 et 8h27  
à Korhogo (Cote d'Ivoire)  
pour  $f = 2.8$  MHz

*Illustration d'un lever de Soleil sur l'ionosphere equatoriale*

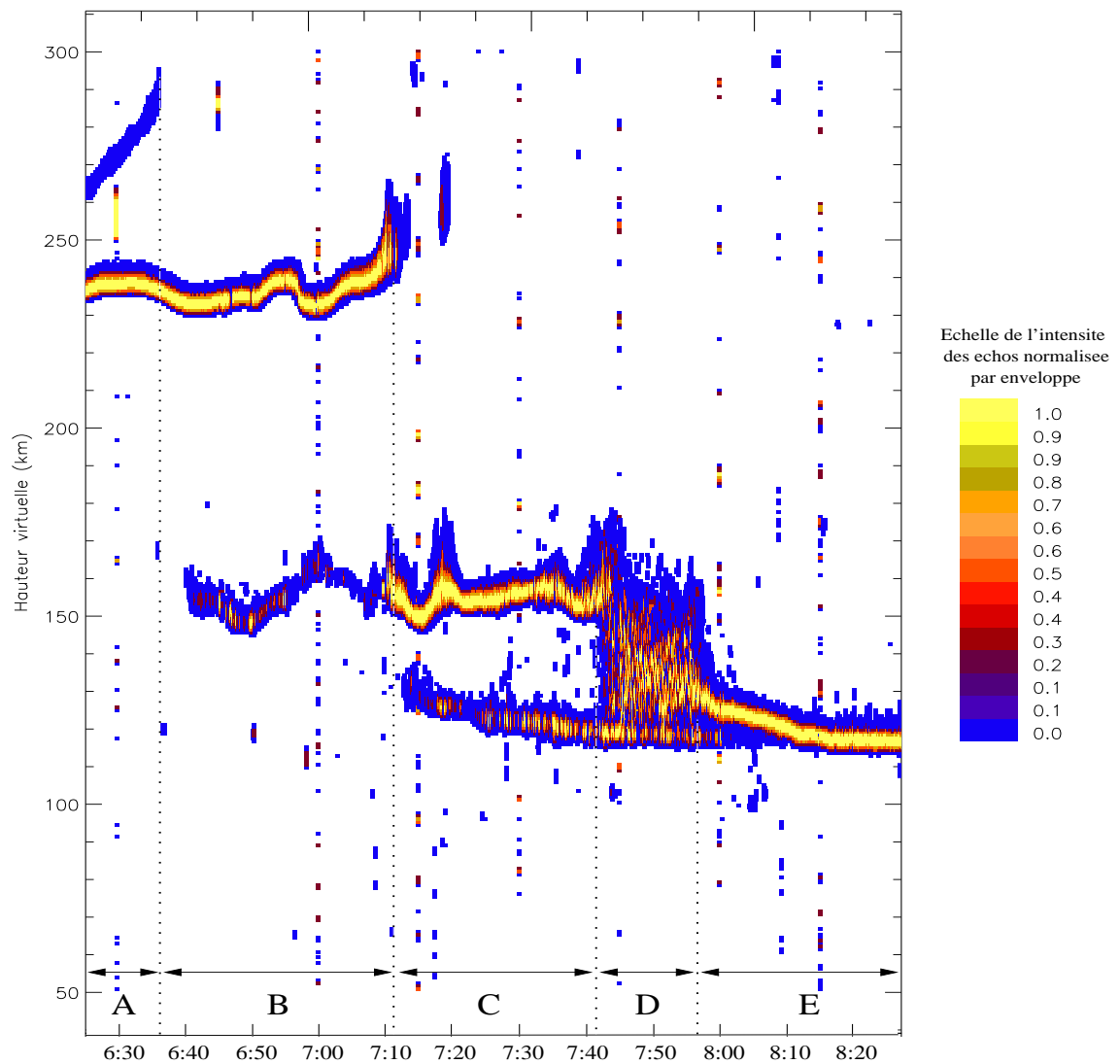


Figure I.3.2: Carte des échos du 27 Mai 1993 entre 6: 25 et 8: 27 TL



### Période A

**Interprétation du phénomène observé** On voit sur la carte une montée de la trace bleue et une stagnation de la trace jaune. Pour identifier les deux traces et comprendre leur mouvement relatif nous allons utiliser les ionogrammes réalisés pendant cette période. Sur l'ionogramme de la figure I.3.3.a On a indiqué la fréquence radar par une droite en pointillé. A 2.8 MHz, on observe deux échos sur la région F à 250 et à 280 km dus respectivement aux modes ordinaire (O) et extraordinaire (X). Cette interprétation des échos en terme O et X est confirmée par comparaison avec l'ionogramme théorique<sup>1</sup>. Sur la carte d'échos, la trace la plus haute en bleu correspond au mode X. On constate que l'intensité des échos de l'onde extraordinaire est plus faible que celle de l'onde ordinaire. Sur l'ionogramme la région E n'est pas encore observable, la densité électronique de cette région est encore très faible. Par contre, nous observons à 140 km entre 1.5 et 2.5 MHz une série d'échos dont la présence est due à des irrégularités appelées E sporadiques.

La fréquence de coupure extraordinaire de la couche  $E_s$   $f_{xE_s}$  augmente régulièrement au cours du temps pour approcher la fréquence radar puis la dépasser (période B). La conséquence sur la carte d'échos est une augmentation de la hauteur virtuelle des échos X de la région F, représentée sur l'ionogramme théorique (figure I.3.3.b) par la courbe verte à des fréquences proches de  $f_{xE_s}$ .

La fonction de diffusion (figure I.3.3.c) indique que nous avons une réflexion pure pour les deux ondes. On rappelle que les décalages Doppler sont positifs quand les déplacements se font vers le radar. On mesure sur les spectres la vitesse verticale de descente de la région F ayant pour densité électronique  $1.0 \cdot 10^5$  électrons/cm<sup>3</sup> (densité correspondant à une fréquence plasma de 2.8 MHz) qui est de l'ordre de 15 m/s.

---

<sup>1</sup> cf. ionogramme restitué à partir d'un modèle et des données brutes de l'ionogramme mesuré (Annexe A)

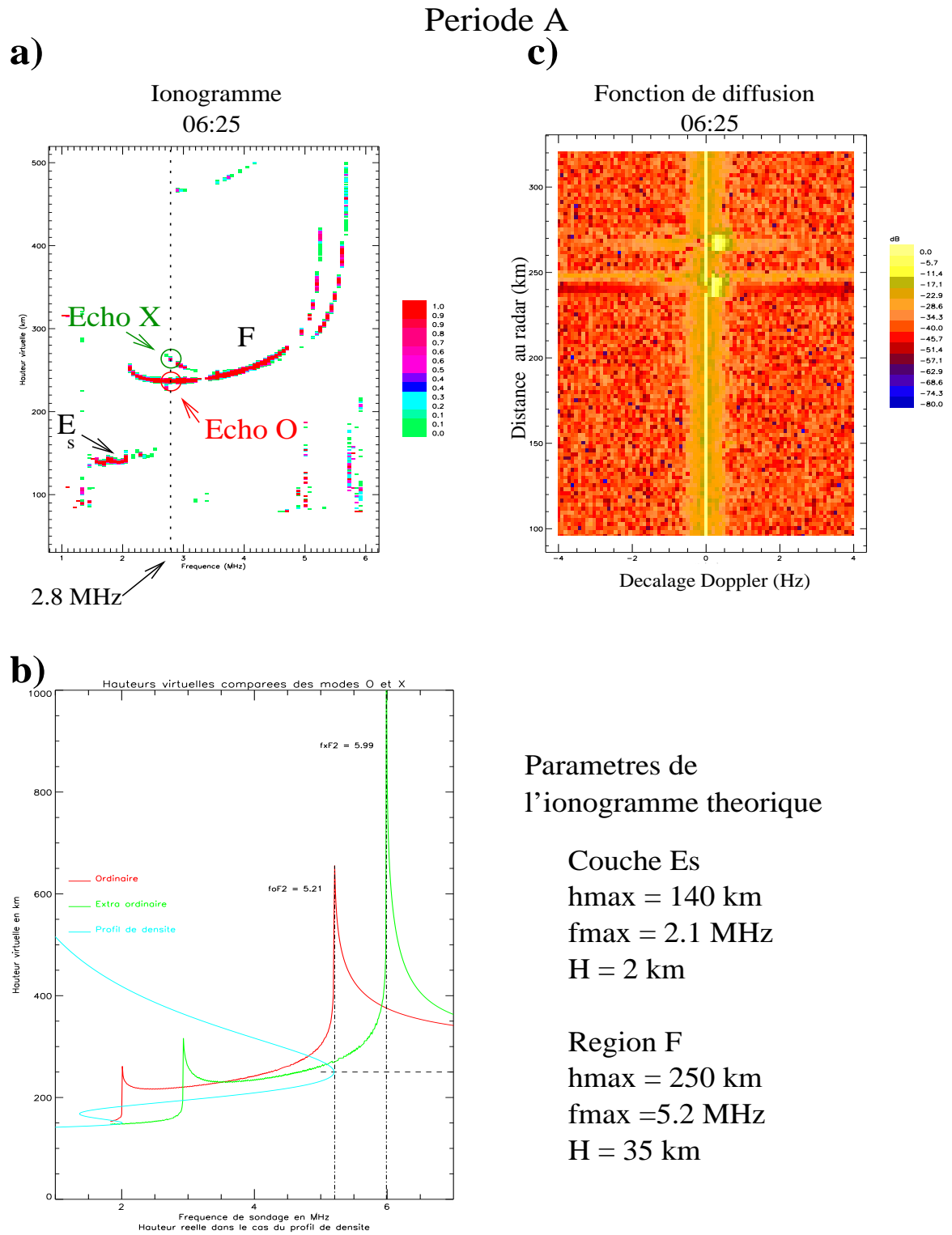


Figure I.3.3: Ionogramme, fonction de diffusion et ionogramme théorique déduit des valeurs caractéristiques de l'ionogramme

### Période B

La période B est l'illustration de ce qui se passe quand la fréquence radar est comprise entre la fréquence de coupure ordinaire et extraordinaire d'une région. Les échos reviennent de deux régions différentes comme on peut le voir sur l'ionogramme de la figure I.3.4.a où les échos ordinaires se forment sur la région F et ceux extraordinaires sur la couche  $E_s$ .

Il est intéressant de remarquer qu'une demi-heure après le précédent ionogramme la densité de la région E a au moins quadruplée passant d'une fréquence plasma de moins de 1 MHz à près de 2 MHz (il y a une loi en puissance 2 entre la densité et la fréquence plasma). Ceci nous confirme que l'ionisation à l'aube est extrêmement rapide et que l'on atteint relativement rapidement les valeurs optimales : le temps nécessaire pour aller de 1 à 2 MHz est de 30 minutes alors qu'il est de 5 heures pour aller de 2 MHz à 4 MHz qui est la fréquence plasma associée à la densité électronique statistiquement maximale atteinte quand le soleil est au zénith.

Sur la fonction de diffusion, on remarque l'écho extraordinaire à 160 km réfléchi sur la couche E sporadique et celui ordinaire à 240 km réfléchi sur la région F.

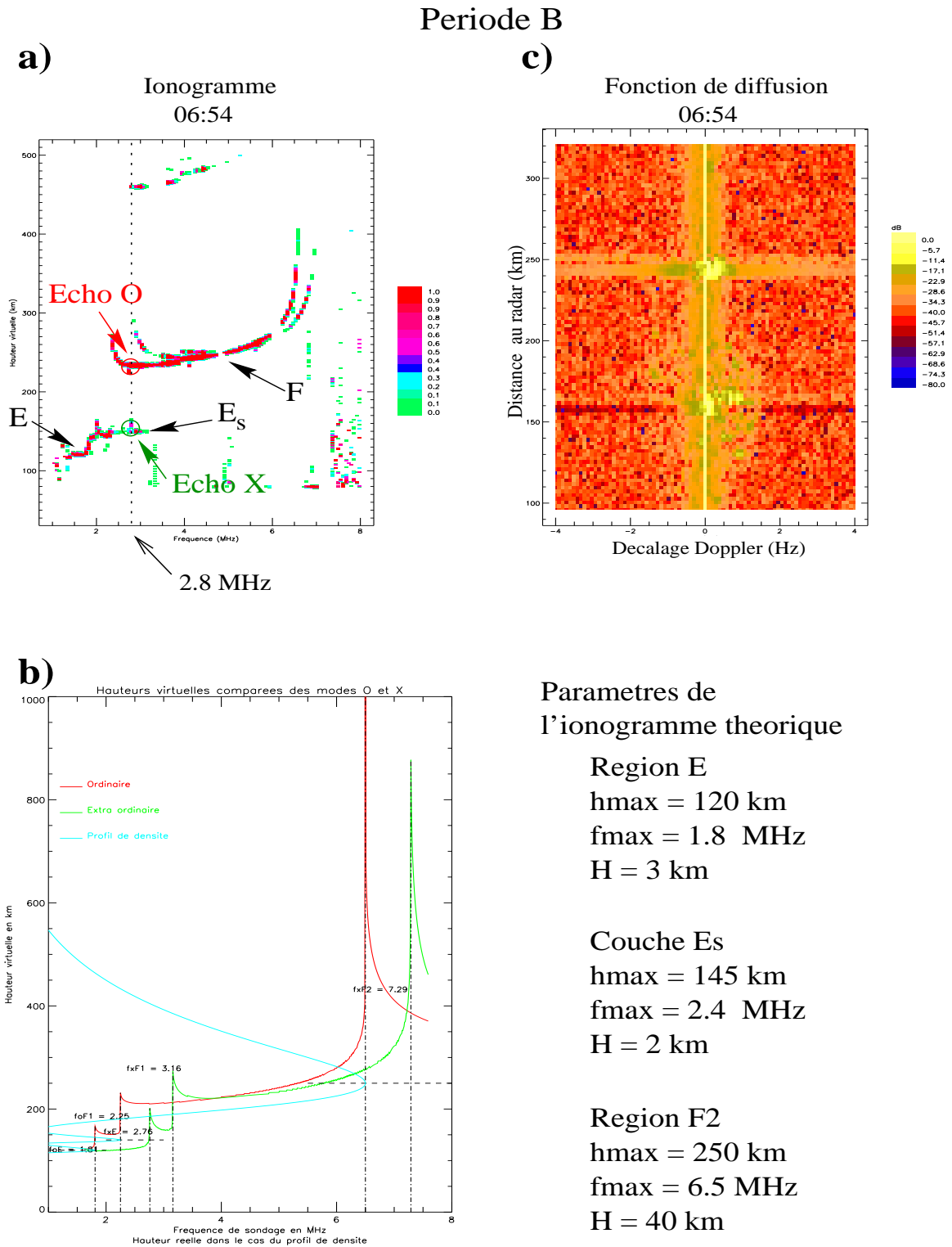


Figure I.3.4: Ionogramme, fonction de diffusion et ionogramme théorique déduit des valeurs caractéristiques de l'ionogramme

### Période C

L'ionogramme de la figure I.3.5.a permet de déterminer que l'onde ordinaire se réfléchit sur la couche  $E_s$  et l'onde extraordinaire sur la région E. Nous ne pouvons plus avoir d'informations sur la région F tant que subsiste une région E avec une  $f_{oE}$  supérieure à la fréquence radar.

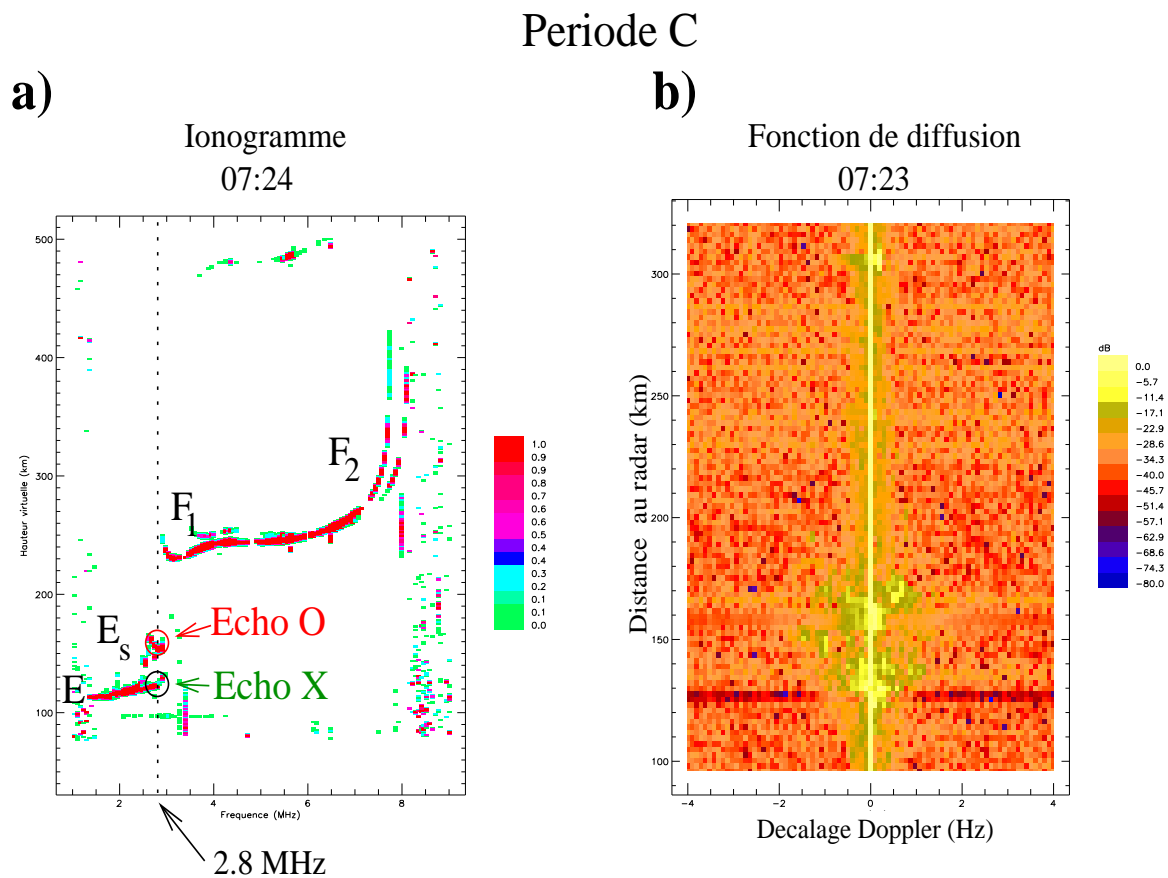


Figure I.3.5: *Ionogramme et fonction de diffusion*

On constate que la région F commence à se diviser en deux sous régions la F1 et la F2. Nous avons décrit dans la présentation générale de l'ionosphère les processus permettant d'expliquer la création des couches E et F, celle de la région F1 est détaillée dans l'annexe B.

Sur les ionogrammes la région F1 se caractérise par une déformation de la trace de la région F; cette déformation est plus développée sur l'ionogramme de la figure I.3.11.a. Celle-ci est due à l'augmentation locale de la densité électronique à l'altitude de la région F1 qui ne crée pas nécessairement une vallée dans le profil d'ionisation au-dessus de cette augmentation locale; par conséquent il n'y a pas de résonance, mais une augmentation des hauteurs virtuelles.

### Description de l' $E_s$ observée à l'aube du 27 Mai 1993 de la période B à la période C

Etant donnée l'altitude à laquelle se trouve cette  $E_s$  et en regardant tous les ionogrammes des périodes A à E, on peut dire que cette  $E_s$  est de type  $E_{sh}$ <sup>2</sup>. Sur la figure I.3.6, on a représenté un zoom de la carte d'échos en courbes de niveaux d'intensité autour de l' $E_s$ . La première demi heure concerne la trace extraordinaire qui est prolongée à la même hauteur virtuelle par la trace ordinaire. Une étude de ce type de courbe associée à des cartes de vitesse Doppler très précises a été faite avec le radar MU japonais (par exemple Ogawa et al. [1995]). Cette étude concerne les  $E_s$  à moyenne latitude.

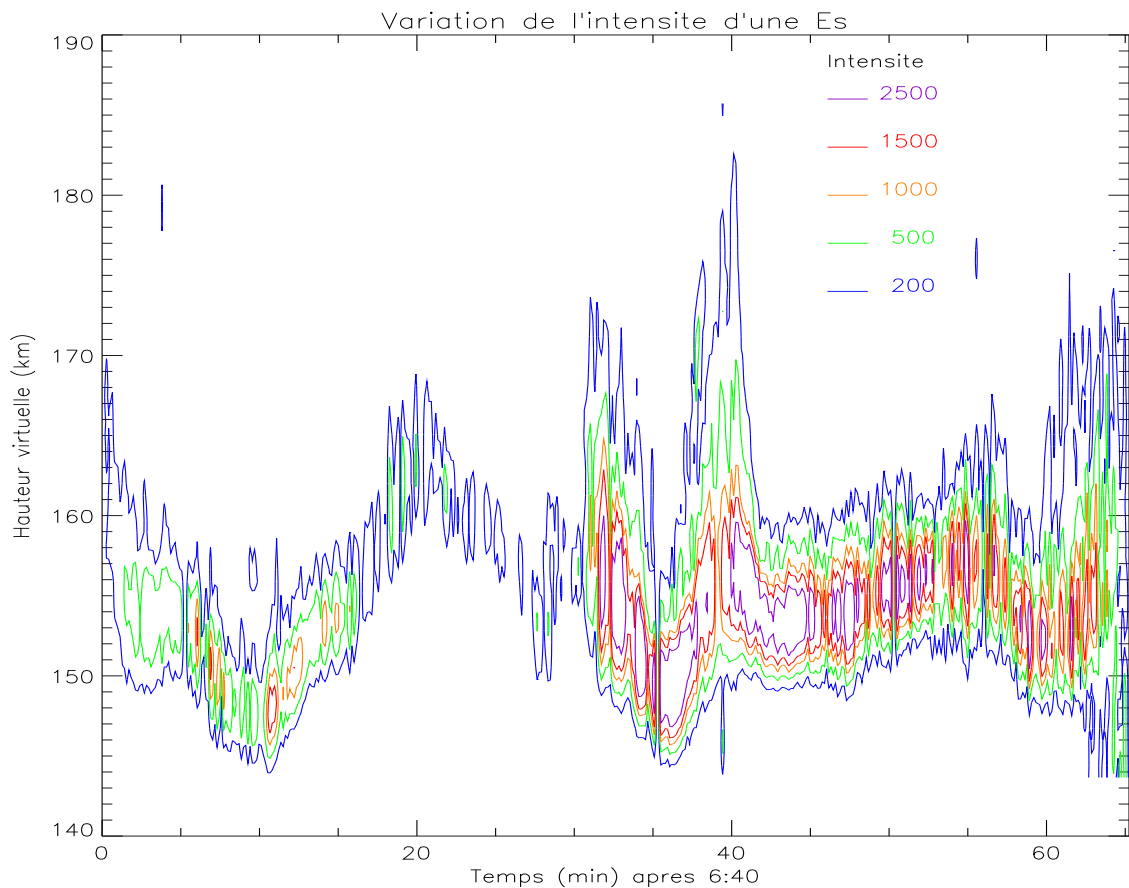


Figure I.3.6: Zoom en courbes de niveaux de la carte des échos autour de l' $E_s$  pour les périodes B et C.

<sup>2</sup>voir la classification des irrégularités  $E_s$  (Annexe C)

### Période D

On voit s'amplifier sur l'ionogramme de la figure I.3.7.a la déformation caractéristique de la région F1 autour de 5 MHz et à 250 km de hauteur virtuelle. L'ionogramme théorique nous confirme que dans le cas ordinaire la déformation de l'ionogramme apparaît dans la brisure de pente du profil de densité.

Mais cette période a un intérêt particulier. C'est la période où la fréquence radar devient progressivement inférieure à  $f_{oE}$ . Sur le zoom de la carte des échos, figure I.3.9, on observe un étalement des échos ordinaire entre 7: 42 où la réflexion est totale sur la couche  $E_s$  à 160 km et 7: 58 où la réflexion est totale sur la région E à 120 km. Il semble se dessiner pendant ces 16 minutes une trace plus intense dont la hauteur virtuelle décroît régulièrement entre 160 et 120 km.

On constate sur les ionogrammes que lorsque la fréquence radar est éloignée de la fréquence de coupure (écart de plus de 0.5 MHz), de faibles variations de la fréquence radar entraînent de très faibles variations de la hauteur virtuelle des échos. Par contre, dans le cas où la fréquence radar est proche de la fréquence de coupure, de faibles variations de la fréquence radar entraînent de très fortes variations de la hauteur virtuelle des échos. On constate cela sur l'ionogramme de la figure I.3.7.a: à 2 MHz, l'écart entre la hauteur maximale et la hauteur minimale des échos est inférieur à 10 km, alors qu'à 2.8 MHz, l'étalement est de plus de 80 km.

L'étalement des échos en distance étant compris, la question suivante est de comprendre pourquoi l'étalement dure plus d'une quinzaine de minutes alors que l'on pourrait s'attendre à une réaction plus instantanée du milieu.

On vient de voir que le phénomène d'étalement des échos est contrôlé par les fréquences de coupure de l'ionosphère. On va tracer la variation temporelle de la densité électronique entre 100 et 150 km d'altitude. On dispose d'un ionogramme toutes les 14 minutes environ sur lesquels on relève les valeurs de  $f_{oE}$ ,  $f_{oEs}$ , et l'altitude de chacun de ces maxima de densité. La fréquence de coupure de la couche  $E_s$  est de 3.0 MHz pendant toute la période. Les altitudes  $h_{maxE}$  et  $h_{maxEs}$  valent respectivement 120 km et 135 km. On reporte dans le tableau ci-dessous les valeurs de  $f_{oE}$ :

temps	7: 24	7: 38	7: 53	8: 08
$f_{oE}$ (MHz)	2.55	2.65	2.8	2.9

La figure I.3.8 montre la variation temporelle de la fréquence plasma associée à la densité électronique entre 100 et 150 km d'altitude, avec une ionisation linéaire de la région E sur cet intervalle de temps.

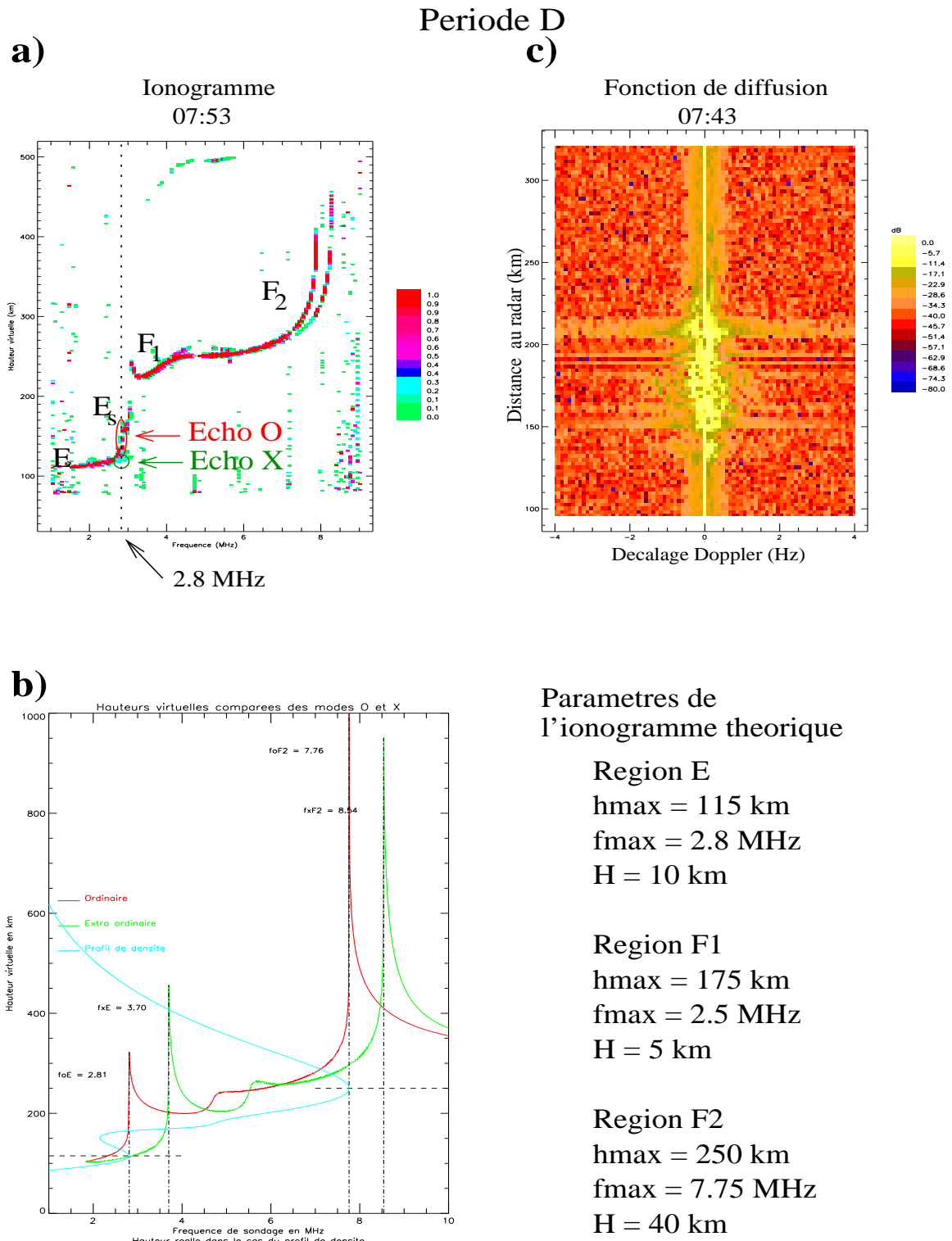


Figure I.3.7: Ionogramme, fonction de diffusion et ionogramme théorique déduit des valeurs caractéristiques de l'ionogramme



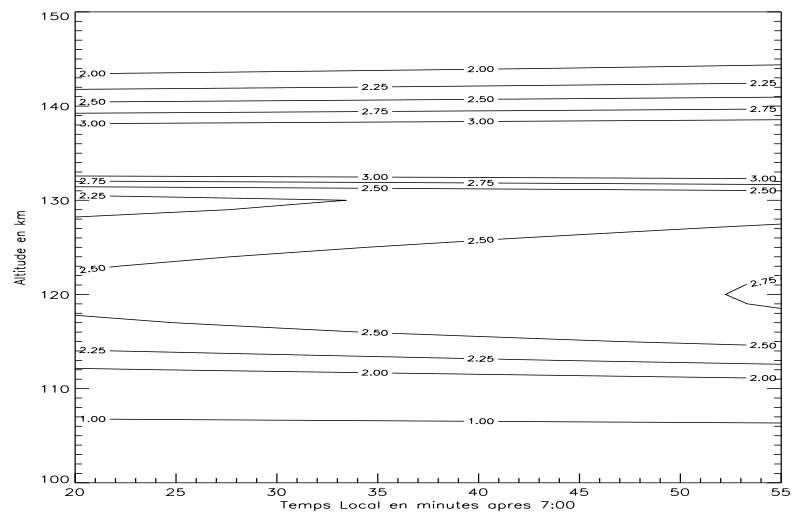


Figure I.3.8: *Variation temporelle de la fréquence plasma associée à la densité électronique*

A ces altitudes de forts vents circulent et induisent de la turbulence qui rend inhomogène l'ionosphère (création d'irrégularités). On suppose donc que la fréquence de coupure peut varier de 0.05 MHz autour de la valeur moyenne mesurée plus haut (en densité électronique, cela correspond à une variation de moins de un pour cent).

On va simuler une carte d'échos à partir d'ionogrammes théoriques en supposant une variation de la fréquence critique de  $\pm 0.05 \text{ MHz}$ . Pour chaque pas de temps du calcul, au lieu d'avoir une hauteur virtuelle de réflexion unique, on a un ensemble de hauteurs virtuelles de réflexion à cause de l'incertitude que l'on impose à la fréquence critique. On réalise l'histogramme de cet ensemble par pas de 1 km, que l'on normalise par rapport à l'occurrence maximale. En considérant une augmentation linéaire de la densité électronique de la région E, on réitère le calcul toutes les trente secondes entre 7:35 et 8:00 TL.

On représente le résultat de ce calcul sur la figure I.3.10, où l'histogramme de l'occurrence relative est représenté avec un code de couleur. La comparaison du résultat de ce calcul avec le zoom de la carte d'échos montre une bonne coïncidence, en supposant qu'à partir du moment où l'on reçoit des échos de la région E, la couche  $E_s$  est "invisible" pour le radar. On trace en noir le résultat du calcul si on supprime toute inhomogénéité dans l'ionosphère. Le mouvement général reste correct sauf quand la fréquence radar est proche de la fréquence de coupure de la région E où l'étalement de la trace n'est pas pris en compte.

Des mécanismes de diffusion plus complexes pourraient entrer en compte comme des focalisations et des défocalisations sur des gradients horizontaux. Mais, en résumé, l'étalement des échos sur une quinzaine de minutes peut s'expliquer seulement par l'ionisation progressive et une variabilité importante de la hauteur virtuelle quand la fréquence radar est proche de la fréquence de coupure en présence d'inhomogénéités de plasma dans l'ionosphère.

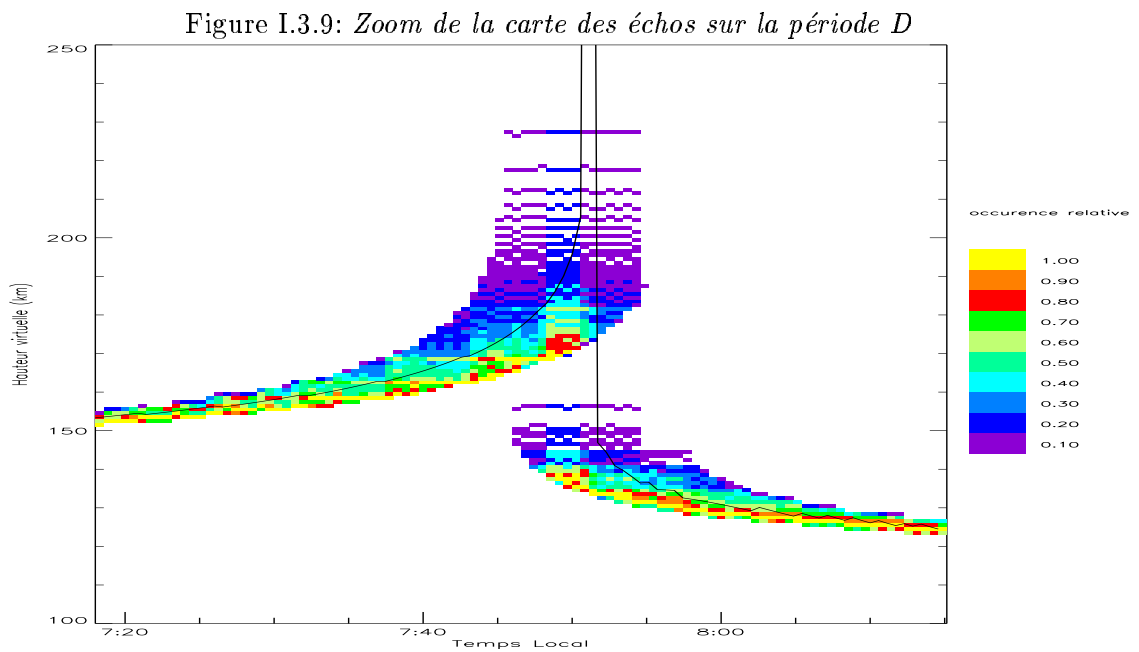
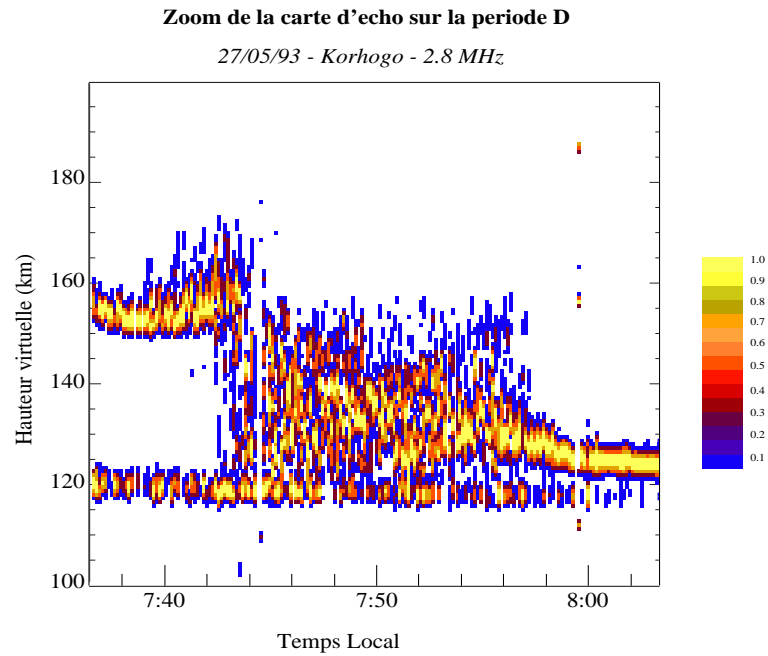


Figure I.3.10: *Calcul de l'occurrence des hauteurs virtuelles de réflexion sur la période D*

### Période E

La période E marque la fin du dédoublement des deux modes. On ne voit maintenant qu'une seule trace sur la carte, ce qui est confirmé par l'ionogramme de la figure I.3.11.a .

A la fin de cette mesure, on peut dire que l'électrojet n'est pas encore devenu instable. On rappelle que la présence d'irrégularités de type 2 dans l'électrojet est couplée avec celle d'échos  $E_{sq}$  sur les ionogrammes [Balsley et al., 1976]. On n'observe pas de traces  $E_{sq}$  sur les deux derniers ionogrammes réalisés pendant la période E.

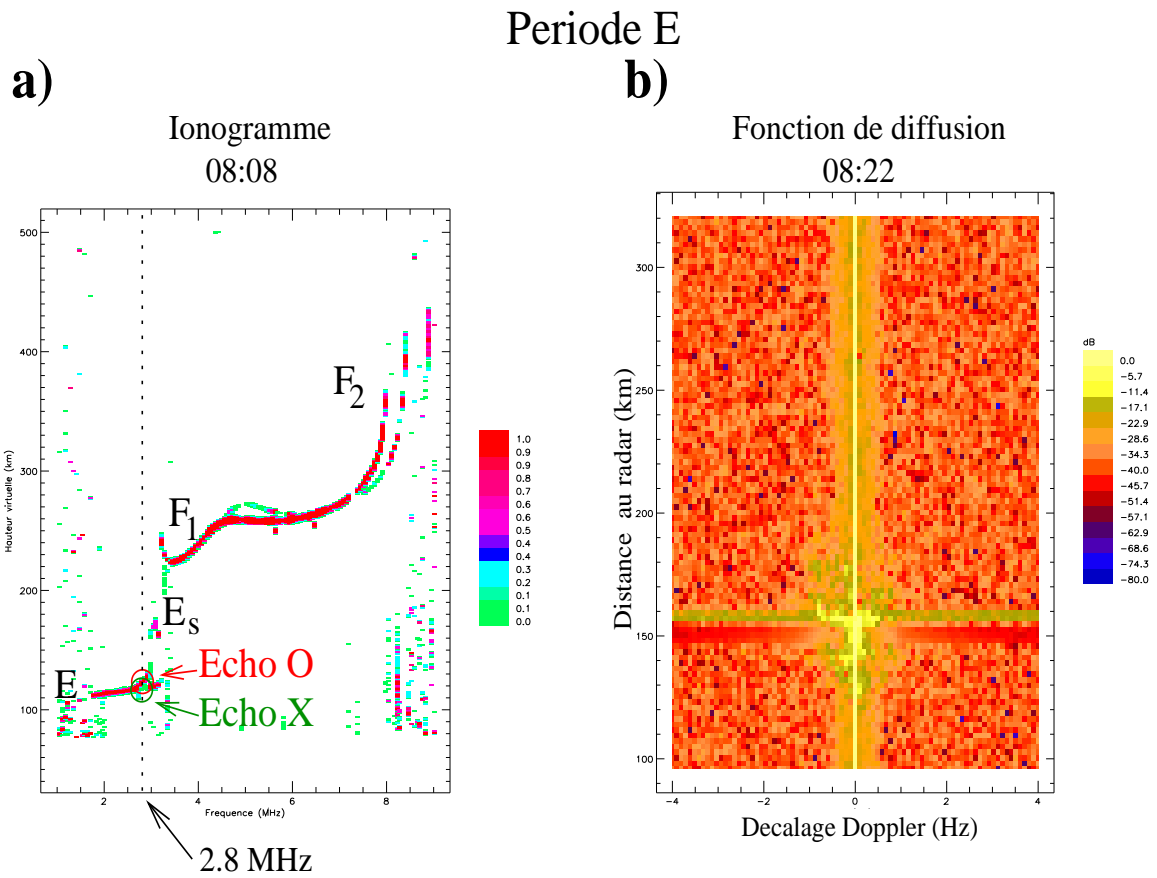


Figure I.3.11: *Ionogramme et fonction de diffusion*

### En résumé

On résume sur la figure I.3.12 les différentes étapes de formation de l'ionosphère telles qu'observées par le radar.

Cette étude détaillée nous apporte une compréhension globale des observations réalisées aux heures qui suivent le lever du Soleil.

- On sait comment identifier les traces des deux modes de propagation (ordinaire et extraordinaire). La séparation des traces est souvent maximale le matin (mode X pour la période B, mode O pour la période C).
- Pour cette période de lever de soleil la trace à 150 km est identifiée comme étant due à des irrégularités de type E sporadiques.
- Enfin on a su expliquer l'étalement des hauteurs virtuelles lors du passage de la réflexion d'une couche à une autre (période D).

De Mai à Juillet 1993, treize observations de deux heures ont été réalisées sur la fenêtre horaire 6: 00-9: 00 TL et avec une fréquence radar proche de 3.0 MHz. Pour compléter cette étude de cas, les différentes configurations rencontrées dans ces treize observations sont identifiées (annexe B) à l'aide des différents scénarios d'interprétation donnés dans l'étude du 27 Mai.

#### I.3.1.2 Conclusion

On a montré ici l'intérêt d'utiliser un radar possédant plusieurs modes de fonctionnement. On peut ainsi lever un certain nombre de questions comme la présence de plusieurs traces simultanées, ou d'échos diffus en absence d'électrojet et interpréter sans ambiguïté différents types de perturbations. Toutes ces questions ne sont pas triviales à résoudre au premier coup d'oeil. Une étude fine des ionogrammes et des spectres nous a permis de comprendre l'origine de chacun des éléments des cartes. Il a fallu pour cela interpréter les ionogrammes et comprendre la formation des diverses irrégularités qui se développent. Chacune d'elles a une signature caractéristique sur l'ionogramme.

Le dédoublement des échos qui aurait pu être interprété par une structure plus complexe des courants de l'électrojet est en fait produit par une séparation des modes O et X observés à une fréquence radar proche de la fréquence de coupure de la région E. Cette analyse pourra trouver une application dans l'interprétation d'autres types de perturbations.

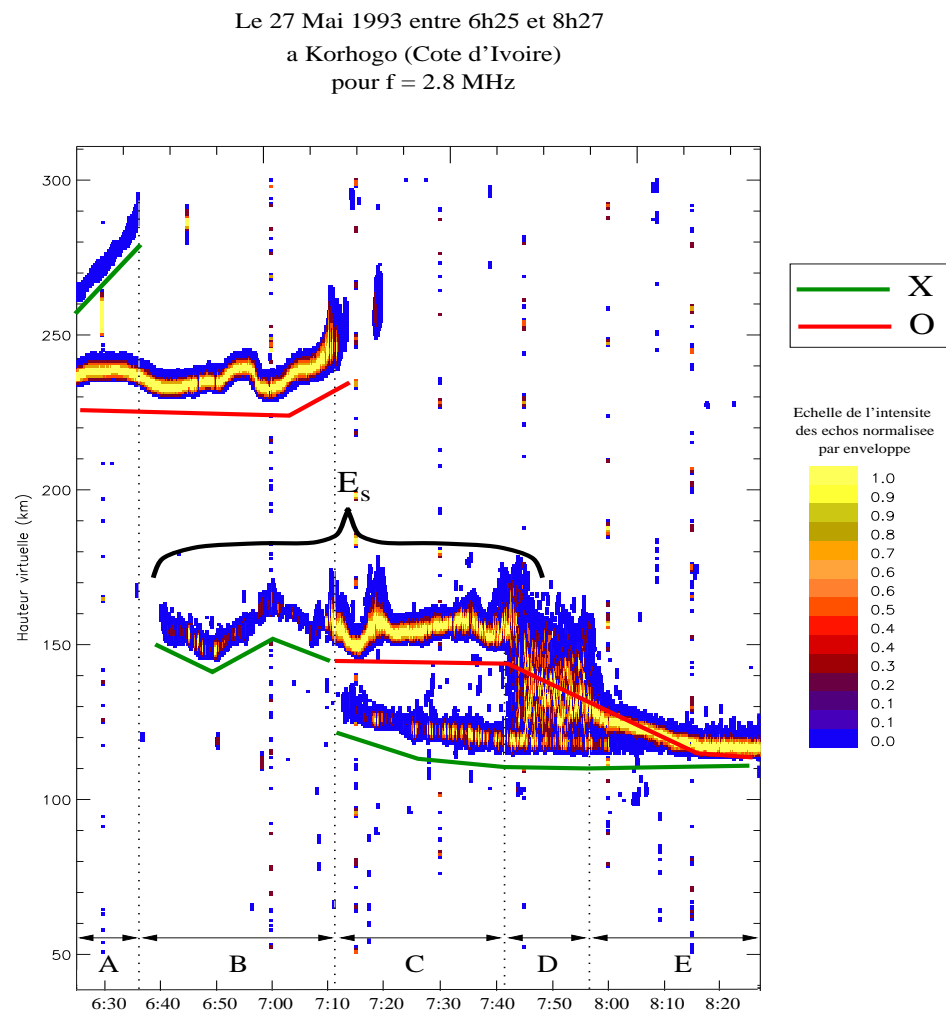


Figure I.3.12: Carte des échos du 27 Mai 1993 décodée

### I.3.2 Analyse de la région parabolique

Nous avons mentionné dans le chapitre 2 la présence d'une région ayant une forme parabolique dans le temps, située entre 140 et 200 km avec un minimum en distance au radar vers midi. Nous allons interpréter la structure des échos, et plus particulièrement ceux obtenus dans la région parabolique, en tenant compte du large champ d'observation du radar LDG. A partir de tracés de rayons et de simulations de l'amplitude des échos en fonction du chemin de groupe et des spectres de puissance, la signature des deux types d'irrégularités de l'électrojet dans les données du radar sera déterminée. Connaissant ces signatures, nous interpréterons des observations plus complexes. Les principaux résultats de cette étude ont été publiés par Farges et al. [1999a et b], ils sont ici plus développés notamment par une étude des différents paramètres entrant dans la simulation.

#### I.3.2.1 Observations

La figure I.3.13 est une carte d'échos du 28 Mai 1993 entre 10: 30 TL et 15: 15 TL. La première partie de cette carte (période 1) couvre les enregistrements de 10: 33 à 12: 35 TL pour une fréquence radar de 4.2 MHz, et la seconde partie (période 2) de 13: 12 et 15: 15 TL pour 4.5 MHz. La période 1 apparaît plus complexe que la seconde. On note dans la période 2 deux caractéristiques principales :

- la largeur des échos entre 95 et 140 km de hauteur virtuelle est plus grande que l'épaisseur de l'électrojet observée soit avec un radar VHF soit par fusées. La largeur de la couche d'irrégularités de l'électrojet a été mesurée avec des fusées lors de la campagne CONDOR [Pfaff et al., 1987a]. Son épaisseur est entre 15 et 20 km et elle se situe entre 95 et 115 km.
- une branche montante de la région parabolique entre 140 et 180 km.

Pour la période 1, on observe :

- une très intense et étroite région à 97 km,
- une région étendue entre 100 et 130 km,
- un groupe d'échos intenses de diverses largeurs entre 130 et 160 km,
- de 10: 33 à 11: 30 TL, des échos faibles entre 170 et 190 km,
- de 12: 00 à 12: 05 TL, la disparition de tous les échos sauf ceux à 97 et 135 km.

Les variations temporelles du rapport  $f_r/f_{oE}$  où  $f_r$  est la fréquence radar sont représentées dans la partie supérieure de la figure I.3.13. Ce rapport est autour de 1.05 pendant la période 1 et croît de 1.15 à 1.25 pendant la période 2.

La figure I.3.14 représente trois fonctions de diffusions réalisées à 11: 02, 13: 31 et 15: 09 TL. Ces fonctions ont la forme particulière du U, décrite au Chapitre 2, due à des irrégularités s'écoulant horizontalement à une altitude donnée. Sur la fonction de 13: 31 TL, l'amplitude des spectres décroît quand le chemin de groupe augmente jusqu'à 140 km; on observe alors un second pic de plus basse amplitude avec un maximum à 150 km. Ceci n'était pas prévu par l'hypothèse d'une réflexion oblique impliquant une décroissance régulière de l'amplitude en fonction du chemin de groupe. La fonction de 15: 09 TL montre des caractéristiques similaires mais le pic secondaire est observé entre 160 et 180 km. A 11: 02 TL, la forme en U présente une asymétrie entre les vitesses Doppler positive et négative mais le pic secondaire est présent sur la branche positive entre 140 et 155 km. De plus deux éléments importants, absent à 13: 31 et 15: 09 TL, sont observés :

- deux régions avec une vitesse moyenne nulle à 100 et 140 km,
- une bande de faible amplitude entre 170 et 190 km avec une vitesse moyenne constante dirigée vers le haut de 30 m/s.



### Korhogo – 28 Mai 1993

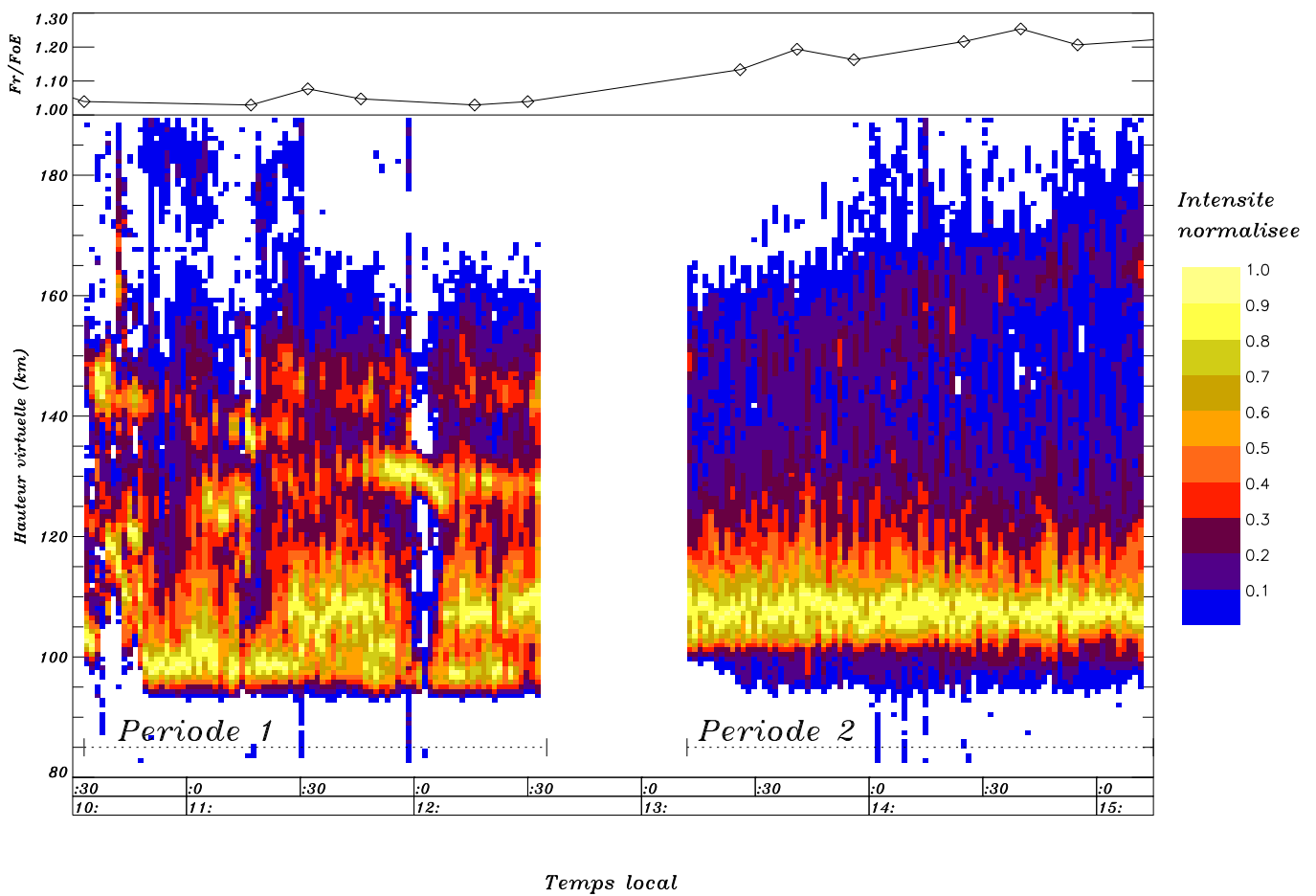


Figure I.3.13: Carte d'échos du 28 Mai 1993 et  $f_r/f_{oE}$ . La fréquence radar  $f_r$  est de 4.2 MHz entre 10:33 et 12:35 TL, et de 4.5 MHz entre 13:12 et 15:15 TL. La période 2 de la carte d'échos montre deux régions d'échos : une bande large entre 95 et 140 km, et une bande montant en fonction du temps entre 150 et 170 km. La période 1 apparaît plus complexe.

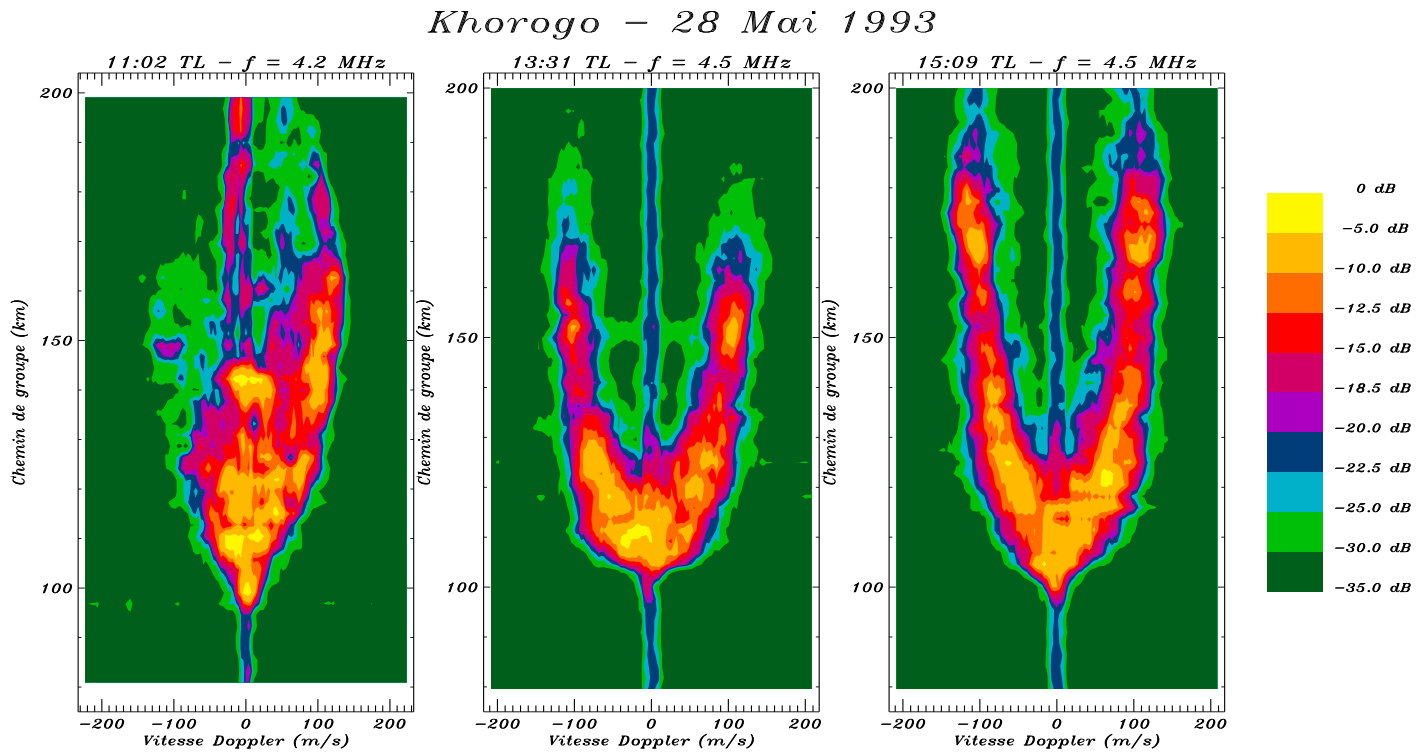


Figure I.3.14: Fonctions de diffusion mesurées le 28 mai 1993 à 11: 02, 13: 31 et 15: 09 TL

### I.3.2.2 Simulations

#### Tracé de rayons

Puisque la fréquence transmise est proche de la fréquence plasma critique, le tracé de rayons est nécessaire pour interpréter rigoureusement la carte d'échos. Le code 3D de tracé de rayons développé par Jones et Stephenson [1975] a été utilisé avec des profils de densité électronique déduits des ionogrammes. La figure I.3.15 montre les résultats d'un tracé de rayons pour une fréquence radar de 4.5 MHz et des angles d'élévation compris entre 30 et 90° (90° correspond au sondage vertical).

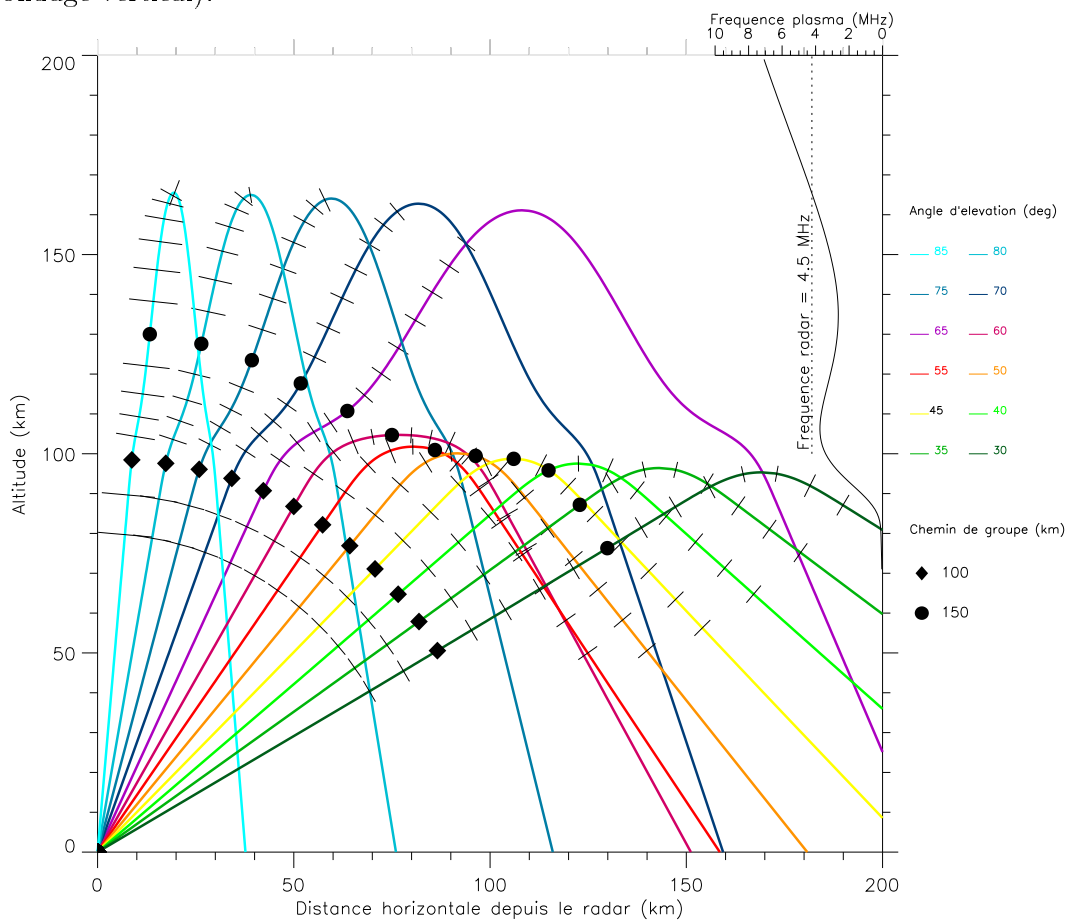


Figure I.3.15: Tracé de rayon calculé avec un profil de densité électronique représentatif du début de la période 2. La variation de la fréquence plasma est tracée sur le coté droit. Des tirets marquant des pas successifs de 10 km dans le chemin de groupe sont indiqués sur chacun des rayons. Les lieux des chemins de groupe égaux à 100 et 150 km sont mis en évidence respectivement par des losanges et des ronds.

Sur la partie droite de la figure est dessinée en noir la fréquence plasma déduite du profil

de densité électronique. Les rayons avec un angle d'élévation plus grand que  $60^\circ$  sont transmis par la région E alors que les autres sont réfléchis vers le sol. Le lieu des chemins de groupe égaux à 100 km, représenté par des losanges, est à peu près sphérique alors que celui à 150 km, représenté par des ronds, est très déformé: l'altitude réelle est 130 km pour le rayon  $85^\circ$  et de 100 km pour le rayon  $55^\circ$ .

Le tracé de rayons montre la propagation de l'onde radar dans une ionosphère où les irrégularités ne sont pas prises en compte. Dans les simulations suivantes nous allons déterminer la signature radar des irrégularités de type 1 et 2 en calculant l'intensité des échos et la vitesse Doppler en fonction du chemin de groupe. Ces simulations sont réalisées dans le plan vertical Est-Ouest où les irrégularités en champ aligné s'écoulent.

### Intensité des échos en fonction du chemin de groupe

**Description de la simulation** L'intensité des échos en fonction du chemin de groupe a été calculée en intégrant la puissance rétro-diffusée le long de toutes les directions de propagation. Nous avons pris en compte les résultats du tracé de rayon, les caractéristiques techniques du radar (c'est à dire le gain d'antenne), et des hypothèses réalistes à propos de la distribution des irrégularités en altitude et des mécanismes de diffusion.

Le tracé de rayons donne pour chaque rayon l'altitude  $h$ , le chemin de groupe  $d$ , l'angle zénithal  $\beta$  qui est l'angle entre le vecteur d'onde radar et la direction de l'électrojet. Le tracé de rayon est effectué pour des angles d'élévation  $\alpha$  compris entre  $30$  et  $90^\circ$  avec un pas de  $0.2^\circ$ .

Le coefficient de gain d'antenne  $A$  en fonction de l'angle d'élévation  $\alpha$  est utilisé à la fois en émission et en réception. Sur la figure I.3.16, on a tracé ce coefficient avec en référence le diagramme d'antenne. Entre  $30$  et  $90^\circ$ , il y a un rapport 16 dB en faveur de la verticale en émission/réception.

**Distributions des irrégularités en altitude** On utilise les résultats publiés concernant les mesures radar et principalement les mesures des fusées. Une étude de la structure verticale de l'électrojet par le radar VHF de Jicamarca montre que des irrégularités sont présentes entre 93 et 113 km [Fejer et al., 1975]. L'altitude du maximum d'intensité des irrégularités de type 1 a été mesurée à 106 km par fusée [Prakash et al., 1972]. Comme nous l'avons déjà signalé dans le chapitre 1, les mesures les plus précises de Pfaff et al. [1987a] ont établi qu'il existe trois régions :

- entre 90 et 103 km une région où se trouvent des irrégularités de type 2,
- entre 106.5 et 111 km une région formée par des irrégularités de type 1 ,
- entre 103 et 106.5 km une zone où les deux types d'irrégularité coexistent pour lesquelles les instabilités de dérive de gradient et double faisceau se développent.

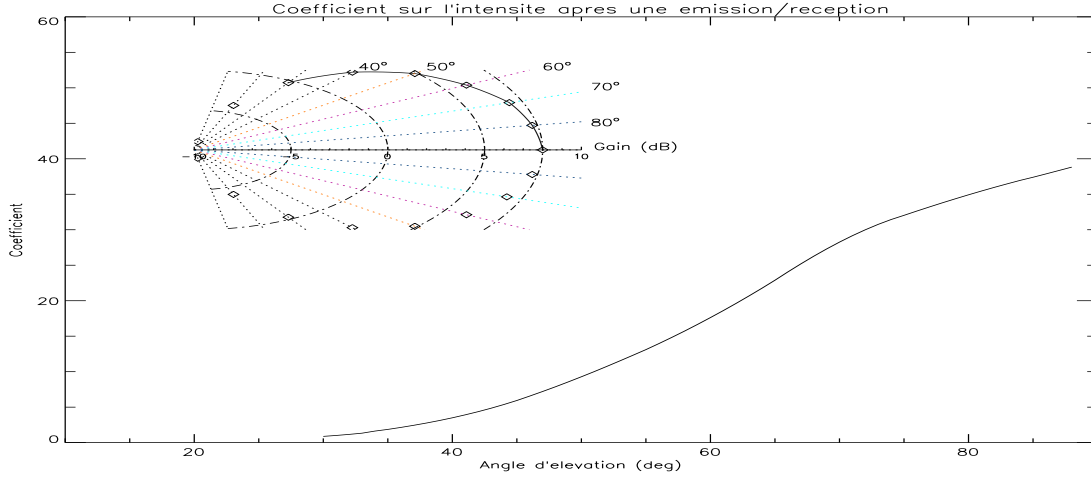


Figure I.3.16: Coefficient du gain d'antenne après émission et réception en fonction de l'angle d'élévation. Dans le coin gauche en haut est dessiné le diagramme d'antenne.

Pour la distribution des irrégularités de type 1,  $f_1$ , on fait l'hypothèse d'un maximum d'altitude à 106 km et d'une largeur à mi-hauteur de 3 km. Pour la distribution des irrégularités de type 2,  $f_2$ , on fait l'hypothèse d'un maximum d'altitude à 102 km et d'une largeur à mi-hauteur de 5 km. On suppose enfin que chacune de ces distributions est gaussienne avec une amplitude égale pour les deux types d'irrégularités.

**Section efficace de diffusion** Pour les irrégularités de type 2, la section efficace de diffusion a été mesurée avec le radar VHF de Jicamarca et est indépendante de l'angle zénithal [Ierkic et al., 1980]. Au contraire, l'intensité des échos d'irrégularités de type 1 est fortement dépendante de l'angle zénithal. Elles sont observées lorsque les radars visent les irrégularités à l'horizontale. La section efficace de diffusion des irrégularités de type 1 est maximale quand l'angle zénithal  $\beta$  est égal à 0 et elle décroît de 0.3 dB par degré [Ierkic et al., 1980] pour le radar VHF de Jicamarca. Pour une fréquence radar de 14 MHz, ce taux de décroissance augmente jusqu'à 0.8 dB par degré [Hanuise, 1981]. Pour les plus basses fréquences, une distinction claire entre les deux types d'irrégularités est très difficile.

On définit  $S_{1/2}$ , la section efficace de diffusion relative entre les irrégularités de type 1 et 2, ainsi

$$S_{1/2} = 10^{\frac{g(\beta)}{10}} - 1 \quad (\text{I.3.1})$$

où on choisit  $g(\beta) = 20 - 0.8\beta$  pour  $\beta \leq 25^\circ$  et  $g(\beta) = 0$  pour  $\beta > 25^\circ$ . On choisit le même taux de décroissance que Hanuise [1981] mesuré à 14 MHz. De plus, Balsley et Farley [1971] ont montré que le rapport entre type 1 et type 2 décroît avec la fréquence radar. Le meilleur accord avec les observations faites à 4.5 MHz est obtenu pour une valeur de 20 dB à  $0^\circ$  en conformité avec la décroissance de la section efficace de diffusion (Hanuise [1981] a mesuré à 14 MHz une

section efficace de diffusion relative de 40 dB à 0°).

**Intensité théorique des échos** On calcule l'intensité théorique des échos  $I$  pour chaque angle d'élévation en fonction du chemin de groupe

$$I(d) = \sum_{\alpha} \frac{A(\alpha)}{d^4} [f_2(h) + S_{1/2}(\beta) f_1(h)] \quad (\text{I.3.2})$$

Pour chaque rayon, l'angle d'élévation initial est  $\alpha$  et l'angle zénithal du vecteur d'onde radar est  $\beta$ . L'intensité  $I$  est ensuite normalisée par rapport au maximum.

**Comparaison de l'intensité théorique des échos et celle mesurée** Sur la figure I.3.17 on a représenté l'intensité des échos en fonction du chemin de groupe pour les conditions expérimentales à 13:15 TL pour le graphe du haut et à 15:09 TL pour le graphe du bas. Les observations sont dessinées en noir, les résultats du calcul n'incluant que les irrégularités de type 2 en rouge et le résultat du calcul complet, incluant les irrégularités de type 1 et de type 2, en bleu. Les lignes en pointillées montrent le résultat du calcul en supposant que l'intensité des échos  $I$  décroît en  $d^{-2}$  au lieu de  $d^{-4}$ . Ceci pour prendre en compte l'accroissement du volume en fonction de la distance radar. On note que l'accord avec les observations est meilleur pour une décroissance de l'intensité proportionnelle à  $d^{-4}$ . Le pic principal à 110 km est bien représenté avec la seule contribution des irrégularités de type 2. La décroissance de l'amplitude en fonction du chemin de groupe est constante. L'ajout des irrégularités de type 1 dans le calcul complet ne modifie pas le pic principal, mais permet d'avoir un bon accord avec les observations du pic secondaire près de 150 km. Ce sont les rayons réfléchis au dessus de 103 km et les rayons très réfractés, c'est à dire entre 55 et 65°, qui participent à la formation du pic secondaire car ce sont les seuls à avoir un angle zénithal proche de zéro. A 15:15 TL,  $f_{oE}$  est égale à 3.6 MHz alors qu'elle était de 3.9 MHz à 13:15 TL. Le rapport  $f_r/f_{oE}$  a augmenté de 1.15 à 1.25. Le chemin de groupe du pic secondaire calculé, dû à la contribution des irrégularités de type 1, s'est déplacé de 150 à 165 km comme pour les observations. La forme parabolique est donc due à la variation de  $f_{oE}$  pendant la journée: le chemin de groupe du pic secondaire augmentant quand le rapport  $f_r/f_{oE}$  augmente, et diminuant quand le rapport diminue.

**Etude paramétrique de l'intensité théorique des échos** Nous cherchons à connaître l'influence des différents paramètres de ce calcul. Le calcul de l'intensité des échos dépend de 5 paramètres:

- le gain de la section efficace de diffusion des irrégularités de type 1:  $g(\beta)$ ,
- la hauteur du maximum des irrégularités de type 1:  $h_{\max 1}$ ,
- la hauteur du maximum des irrégularités de type 2:  $h_{\max 2}$ ,

- la largeur à mi-hauteur de  $f_1$  :  $\Delta h_1$ ,
- et la largeur à mi-hauteur de  $f_2$  :  $\Delta h_2$ .

On représente sur la figure I.3.18 l'étude paramétrique effectuée en faisant varier successivement les 5 paramètres autour des valeurs choisies précédemment dans les conditions ionosphériques de 13:15 TL. La courbe du calcul complet sert de référence et est tracée en noir. Concernant les paramètres de la distribution des irrégularités de type 1, on se rend compte que lorsqu'on baisse l'altitude du maximum de la distribution, ou lorsqu'on élargit cette distribution, le pic secondaire se rapproche du pic principal de quelques kilomètres et surtout a une amplitude beaucoup plus grande. On explique cette augmentation par l'augmentation du volume dans lequel les irrégularités de type 1 diffusent l'onde radar. Le poids relatif du pic secondaire augmente par rapport à celui du pic principal restant constant.

Concernant les paramètres de la distribution des irrégularités de type 2, leurs variations modifient essentiellement le pic principal et légèrement le pic secondaire. On remarque que la position du maximum du pic principal augmente avec la valeur de  $h_{\max 2}$ , ce qui permet de caler le calcul avec les observations. L'augmentation de  $h_{\max 2}$  monte aussi l'intensité de base due aux irrégularités de type 2 pour le pic secondaire, d'où une légère augmentation d'intensité de ce pic. L'augmentation de  $\Delta h_2$  élargit naturellement la largeur du pic principal mais à pour autre conséquence la diminution de l'intensité du pic secondaire. Cette diminution est due au plus grand volume d'irrégularités de type 2 diffusant rendant le poids relatif du pic principal plus important que celui du pic secondaire resté constant.

Enfin, concernant le gain relatif de la section efficace de diffusion des irrégularités de type 1 par rapport à celles de type 2 en fonction de  $\beta$ , on constate que naturellement ce gain agit comme un amplificateur du pic secondaire. Le choix des antennes est donc essentiel dans ce type d'étude.

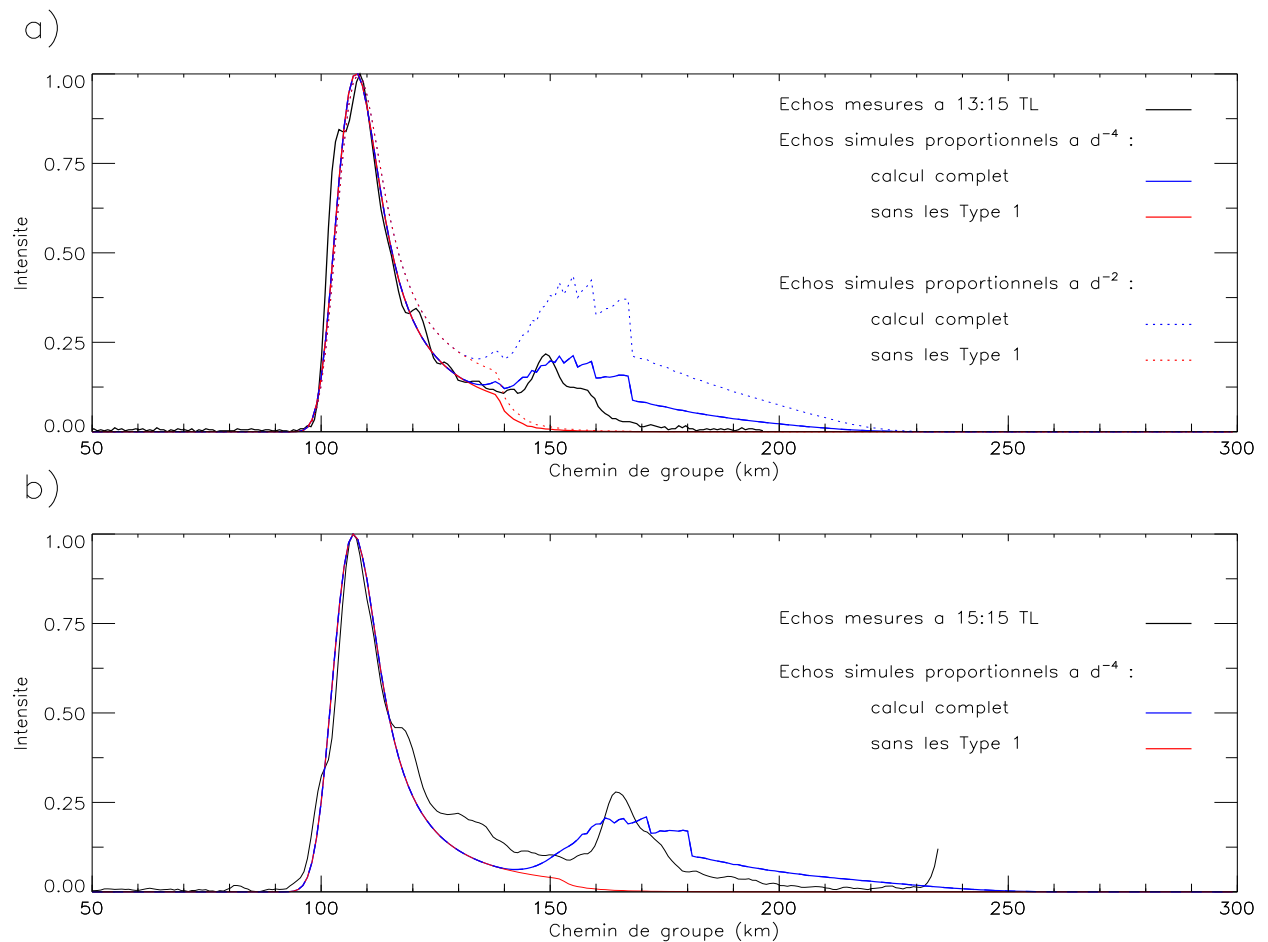


Figure I.3.17: Comparaison de l'intensité des échos mesurée (en noir) avec l'intensité des échos simulée (en rouge pour le calcul complet, et en bleu pour le calcul sans le terme des irrégularités de type 1) pour deux conditions ionosphériques différentes: a) à 13: 15 TL et b) à 15: 15 TL. La densité électronique a baissé de 20 pour cent dans cet intervalle de temps et le pic secondaire s'est déplacé de 150 à 170 km.



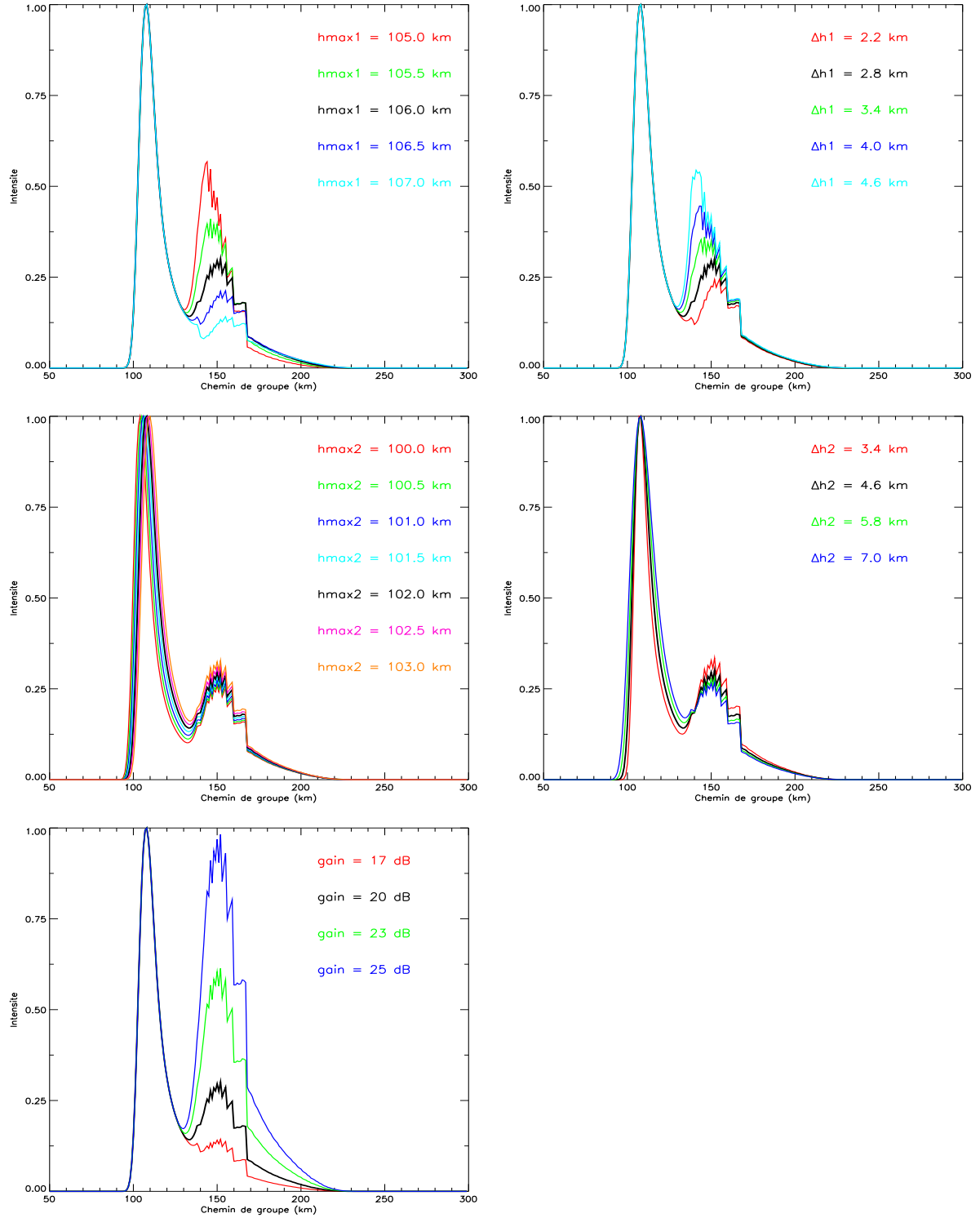


Figure I.3.18: *Etude de l'influence des 5 paramètres du calcul sur la forme de la courbe de l'intensité simulée.*

### Fonction de diffusion

Pour confirmer l'origine du pic secondaire nous avons également effectué une simulation pour représenter la variation de la vitesse Doppler mesurée en fonction du chemin de groupe. Sur la figure I.3.19, on montre que pour les radars HF il est préférable d'utiliser l'angle zénithal  $\beta$  le long du rayon, plutôt que l'angle d'élévation initial  $\alpha$ , quand on calcule la vitesse Doppler  $v$  en fonction de la vitesse de dérive électronique  $V_h$ ,  $v = V_h \cos(\beta)$ .

Les irrégularités de type 1 peuvent seulement être observées quand  $\beta$  est proche de  $0^\circ$ . Avec la simulation précédente, cette condition est satisfaite quand  $\alpha$  est plus petit que  $65^\circ$ . Quand  $\alpha$  décroît, l'amplitude des irrégularités de type 1 augmente alors que celle des irrégularités de type 2 diminue. De plus, la vitesse Doppler des irrégularités de type 2 suit une loi en cosinus fonction de  $\alpha$  (voir les paramètres mesurés par le radar dans le chapitre I.2) alors que la vitesse Doppler des irrégularités de type 1 reste constante. La vitesse Doppler des type 1 peut être identifiée par une augmentation d'amplitude et par une valeur constante de la vitesse pour  $\alpha$  plus petit que  $65^\circ$ .

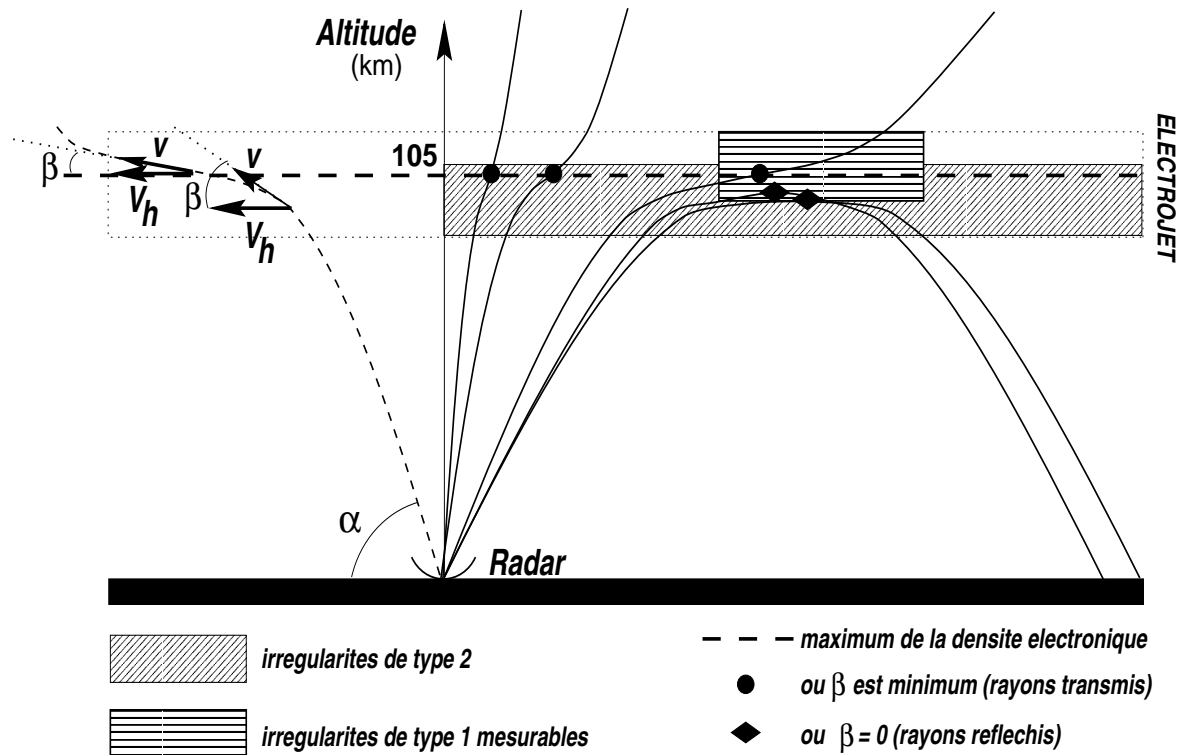


Figure I.3.19: Schéma des effets géométriques intervenant dans les simulations. À gauche: définition l'angle zénithal "instantané"  $\beta$ . À droite: localisation de la zone d'influence des deux types d'irrégularités

Sur la figure I.3.20 on compare la fonction de diffusion mesurée à 13:31 TL avec le résultat des calculs. La vitesse Doppler maximale mesurée est de  $105 \pm 10$  m/s sur la fonction de diffusion. On dessine un rond pour chaque rayon transmis pour lesquels  $\beta$  est minimum, et un losange pour les rayons réfléchis plus haut que 103 km lorsque la vitesse Doppler est maximale.

- les ronds suivent la forme en U et sont situés là où l'amplitude de la fonction de diffusion est la plus forte. La décroissance régulière de l'intensité de la courbe en U, lorsque le chemin de groupe augmente, est en accord avec la simulation précédente de l'intensité de l'échos principal.
- les losanges sont concentrés dans le pic secondaire entre 140 et 155 km pour lequel une vitesse constante de 105 m/s est observée.

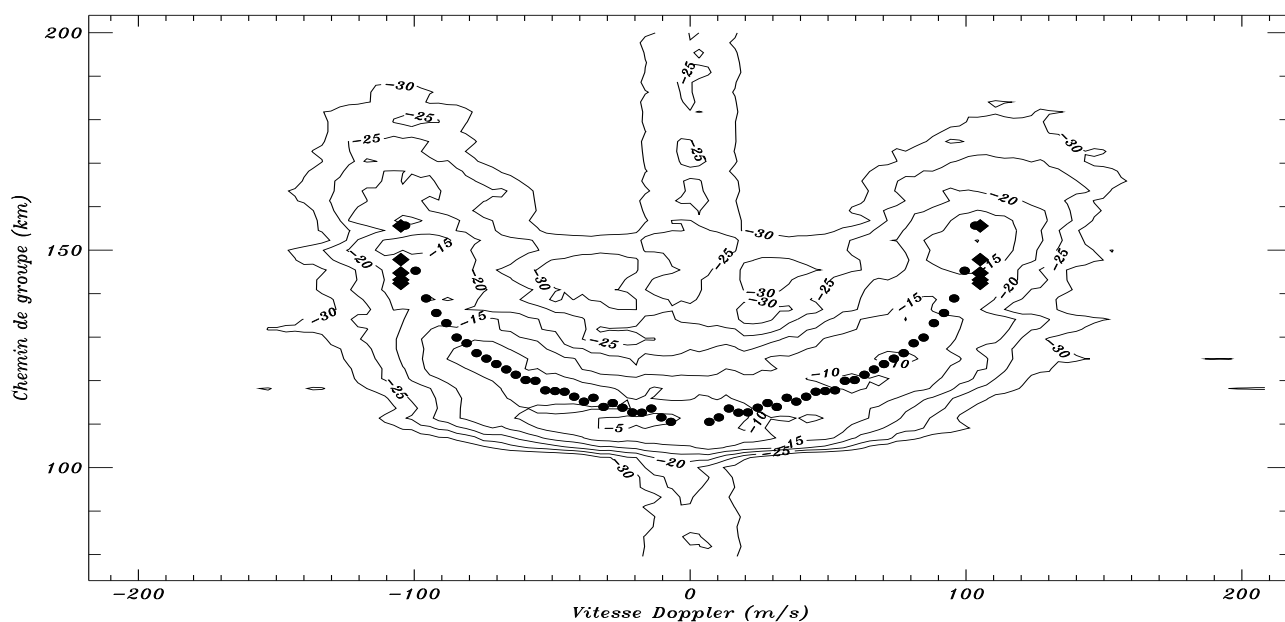


Figure I.3.20: Comparaison de la fonction de diffusion mesurée à 13:31 TL et du résultat de la simulation. La fonction de diffusion mesurée est dessinée en lignes de niveau. Les ronds et les losanges représentent les résultats de la simulation.

### Interprétation des résultats des simulations

La première simulation de la structure des échos en fonction du chemin de groupe indique que la source du pic secondaire pour des chemins de groupe de l'ordre de 150 à 180 km est certainement la diffusion par des irrégularités de type 1 pour les rayons devenant presque horizontaux

au centre de l'électrojet après réfraction. La seconde simulation de la vitesse Doppler en fonction du chemin de groupe est en très bon accord avec l'observation quand on considère une vitesse de dérive électronique de 105 m/s pour les irrégularités. La vitesse de seuil d'apparition des irrégularités de type 1 pour les longueurs d'onde décimétrique, définie par la théorie linéaire par l'équation I.1.19, est plus faible que la vitesse acoustique ionique [Farley et Fejer, 1975; Hanuise et Crochet, 1979]. A 4.5 MHz,  $k$  est égal à  $9 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$  et en prenant  $L_n = 13 \text{ km}$ , déduit du profil de densité électronique calculé par inversion de l'ionogramme mesuré par le radar (figure I.3.21), la vitesse de seuil est 105 m/s ce qui correspond à la vitesse maximale observée.

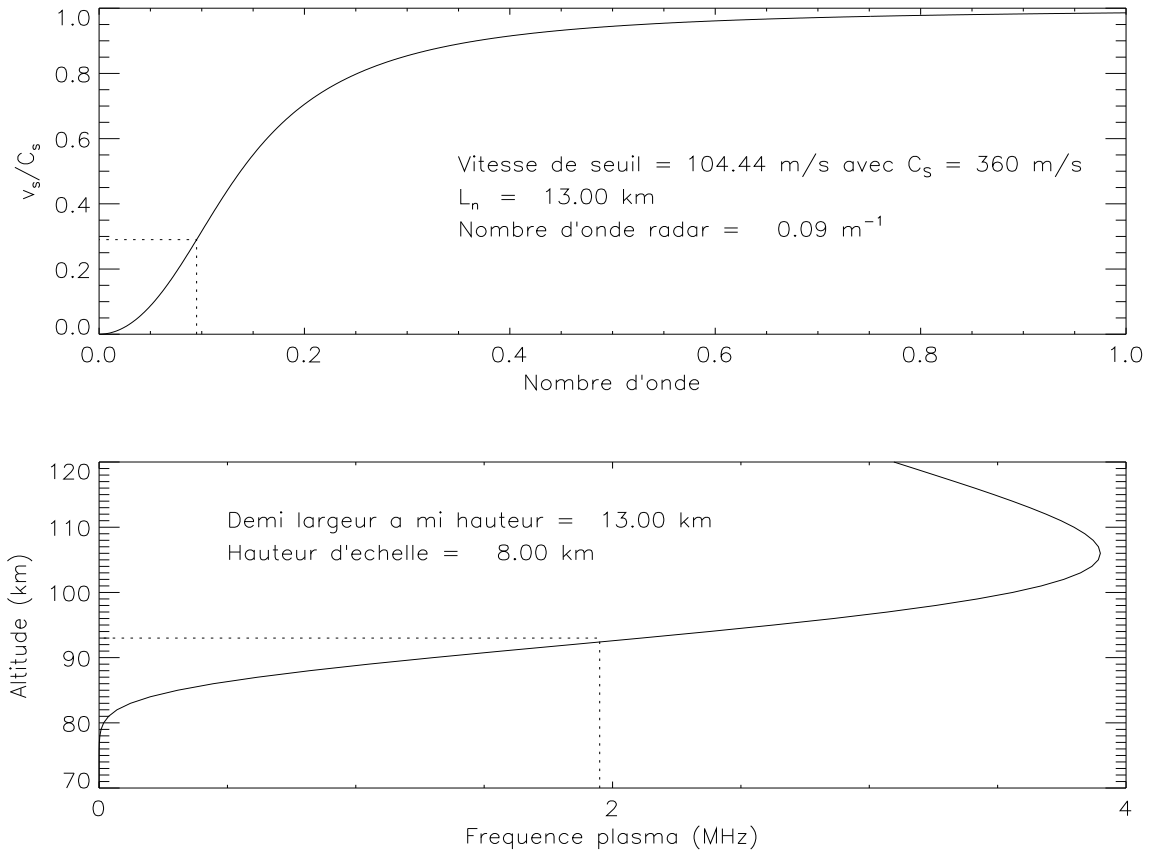


Figure I.3.21: Calcul de la vitesse de seuil dans les conditions de l'observation à 13:15 TL

Les deux simulations permettent de dire que la source de la région parabolique est la diffusion par les irrégularités de type 1 dont la vitesse de phase a été trouvée égale à la vitesse de seuil en accord avec les gradients de densité électronique mesurés. Les rayons impliqués dans l'observation de la parabole correspondent à un très faible cône angulaire horizontal d'environ  $5^\circ$  défini par les rayons les plus réfractés transmis par la région E et les premiers des rayons réfléchis vers le

sol comme on l'a schématisé sur la figure I.3.19.

### I.3.2.3 Analyse de données plus complexes

Les deux simulations permettent aussi de comprendre l'origine de la structure d'échos plus complexe observée pendant la période 1 de la figure I.3.13.

#### Asymétrie des courbes en U

Sur la carte d'échos de la période 1, on identifie une région large entre 100 et 130 km de hauteur virtuelle comme étant due aux irrégularités de type 2. La région entre 11: 00 et 12: 35 TL et entre 140 et 160 km semble faire partie de la région parabolique et être due aux irrégularités de type 1. Autour de midi  $f_{oE}$  est constante, on se trouve dans le minimum de la parabole. Sur la fonction de diffusion de 11: 02 TL de la figure I.3.14, on identifie une partie de courbe en U comme étant due aux irrégularités de type 2 et le pic secondaire entre 145 et 160 km confirme la présence d'irrégularités de type 1.

Une asymétrie est observée sur les fonctions de diffusion de la figure I.3.14. Cette asymétrie peut être expliquée par le fait que la section efficace des irrégularités de type 1 est asymétrique entre l'Est et l'Ouest [Ierkic et al., 1980; Swartz, 1997]. Mais l'importante asymétrie de la fonction de diffusion de 11: 02 TL nécessite une source supplémentaire. Cette source peut être la forte décroissance de  $\Delta H$  de 50 nT mesurée entre 10: 10 et 10: 40 TL. Cette forte variation du champ magnétique indique une forte variation du courant ionosphérique. Elle introduit donc une asymétrie spatiale dans la vitesse de dérive électronique et donc une asymétrie d'amplitude pour le spectre de puissance mesuré avec une antenne à lobe large.

#### Echos multiples complexes

Entre 12: 00 et 12: 05 TL,  $\Delta H$  diminue jusqu'à 5 nT en dessous du niveau de seuil à partir duquel les irrégularités se développent. Le courant de l'électrojet décroît et les échos diffus disparaissent. Les échos à 97 et 130 km subsistent. Le processus de formation des échos est alors la réflexion plutôt que la diffusion.

Les échos à 97 km peuvent être des échos de réflexion sur la région E dans le mode extraordinaire. A 4.2 MHz, la fréquence radar est plus grande que  $f_{oE}$ , l'onde de mode ordinaire est alors réfléchiée par la région F1 à une hauteur virtuelle de 210 km, non montrée sur la figure. Par contre l'onde de mode extraordinaire est réfléchiée par la région E puisque la fréquence critique de la région E en mode extraordinaire est supérieure à  $f_{oE}$  de la moitié de la gyrofréquence au niveau de la région E (soit environ 08 MHz). De plus sur la fonction de diffusion de 11: 02 TL, ces échos sont centrés en 0 ce qui est caractéristique d'une cible immobile. De plus pour appuyer cette interprétation, on a remarqué sur la carte d'échos de fréquence 2.7 MHz deux traces intenses à quelques kilomètres l'une au dessus de l'autre (figure I.2.11). Ces deux traces sont dues aux

modes ordinaire et extraordinaire et se dédoublent déjà car le rapport  $f_r/f_{oE}$  se rapproche de 1. Les échos à 130 km sont plus étendus le long de l'axe des vitesses Doppler mais sont aussi centrés en zéro. Ces échos peuvent être dus à une réflexion sur une couche E sporadique dont la densité électronique serait légèrement supérieure à celle de la région E. Des fluctuations de densité électronique de 5 pour cent suffisent à expliquer de telles observations.

### Echos à 150 km

Dans le cas des radars VHF, les hauteurs des échos sont des altitudes réelles puisque la réfraction de la région E est négligeable. L'intervalle d'altitude 140 - 180 km, trouvé à Jicamarca pour les "échos à 150 km", correspond, dans la gamme de fréquence du radar HF LDG, à un intervalle de 170 à 210 km de chemin de groupe pour le rayon  $85^\circ$  de la figure I.3.15.

Des échos avec de telles caractéristiques peuvent être observés dans les données du radar et plus précisément pendant la période 1 de la figure I.3.13 (point 4 de la description de la période 1 de cette figure). Une étude approfondie de ces échos montre qu'ils sont d'origine ionosphérique. Dans la fonction de diffusion de 11: 02 TL entre 170-190 km, l'amplitude des échos des spectres est nettement supérieure à celle du niveau de bruit. De plus, le fait que ces échos persistent dans la carte d'échos plus de 15 minutes est caractéristique d'un signal et non du bruit. Sur la fonction de diffusion de 11.02 TL, ces échos ont une vitesse vers le haut de 30 m/s du même ordre que celle mesurée à Jicamarca.

### I.3.2.4 Conclusion

La région parabolique observée entre 140 et 180 km de hauteur virtuelle a été identifiée comme la signature des irrégularités de type 1. La diffusion vient d'un nombre limité de rayons devenant presque horizontaux au centre de l'électrojet grâce à la réfraction. La distance de la parabole dépend de la variation temporelle de l'ionisation de la région E causant la forme parabolique. D'autres échos sont à l'origine des structures plus complexes observées pendant la période 1 avec le radar comme les échos de réflexion de mode X ou sur des couches E sporadiques ou encore ceux similaires aux échos à 150 km de Jicamarca

On a montré que l'utilisation du jeu complet des données et la comparaison de celles-ci avec la simulation permet une compréhension d'échos multiple venant des directions verticale et oblique. Cette analyse pourrait servir de base à de futures interprétations de mesures effectuées avec des radars similaires.

### I.3.3 Analyse des irrégularités observées en région F

La présence d'irrégularités dans la région F1 est attestée par les mesures faites avec des radars VHF à Jicamarca [Kudeki et Fawcett, 1993] et à Pohnpei [Kudeki et al, 1998], mais aussi avec des mesures in-situ avec des fusées-sondes, dans le cas des "échos à 150 km". Il n'y a pas eu d'observations d'irrégularités à plus haute altitude en région F de jour.

Avec un radar HF fonctionnant en incidence verticale à 5 MHz, Sastri et al. [1991] ont mesuré la variation du chemin de phase et ont trouvé des fluctuations dans la région F mais ils ont interprété ces fluctuations, obtenues pour une seule fréquence, en terme de variations du chemin de phase imposées à la région F par des variations de l'indice de réfraction dues à la présence d'irrégularités dans l'électrojet à des altitudes de l'ordre de 100 km. Wright et Argo [1994] ont aussi observé des irrégularités dans la région F équatoriale avec la dynasonde de Huancayo et ont donné une explication similaire.

Dans l'étude de la région parabolique nous avons montré que les "échos à 150 km" sont mesurés avec le radar LDG pour des distances au radar plus élevées [Farges et al., 1999b]. Avec ce radar, Blanc et al. [1996] et surtout Blanc et Houngninou [1998] ont montré la présence de fluctuations à plus haute altitude dans la région F sur les cartes d'échos. Ces fluctuations ont été identifiées comme étant des irrégularités du plasma ionosphérique.

De nombreux mécanismes de formation ont été proposés pour expliquer les "échos à 150 km" [Røyrvik, 1982; Kudeki et Fawcett, 1993; Tsunoda, 1994], aucun n'a encore été proposé pour expliquer la présence d'irrégularités à plus haute altitude.

Dans cette section, nous allons montrer des observations plus détaillées de ces irrégularités présentes en région F. Nous examinerons ensuite différents mécanismes de formation et discuterons leur validité par rapport à nos mesures.

#### I.3.3.1 Observations

Les données du 27 mai 1993 sont utilisées pour une étude de cas. Kobea et al. [1998] ont étudié précisément l'orage magnétique qui s'est produit ce jour-là entre 4: 00 et 6: 00 TL. Ce 27 Mai, la somme des indices Kp était 26-. Blanc et al. [1996] ont observé des irrégularités ce jour là dans la région E et la région F1 pour la fréquence radar de 4.2 MHz.

#### Cartes d'échos

Dans la figure I.3.22, on présente des cartes d'échos réalisées avec 4 différentes fréquences radar en parallèle (2.8, 4.2, 6.3, et 8.3 MHz) le 27 Mai 1993 à Korhogo. Pour faire ressortir les irrégularités, nous avons superposé un contour noir pour une valeur arbitraire, constante pour

toutes les cartes. Nous avons choisi trois intervalles de 6 minutes, le premier avant que l'électrojet ne s'établisse (à 9: 00 TL) et les deux autres quand il est établi (à 10: 30 et 12: 00 TL). L'électrojet est considéré établi quand les traces de type Esq apparaissent sur les ionogrammes et quand la composante horizontale du champ magnétique,  $\Delta H$ , excède la valeur moyenne nocturne dans les données des magnétogrammes. Ce jour est magnétiquement perturbé, les irrégularités de type 2 n'apparaissent qu'à 9: 50 TL alors qu'elles sont observées plus tôt à environ 8: 00 TL dans des conditions magnétiques calmes.

Les cartes d'échos ont été rassemblées en deux blocs l'un pour les échos de région E et l'autre pour ceux de région F. A la fréquence radar 4.2 MHz, on peut observer les deux régions au même moment puisque l'onde radar est d'abord diffusée par les irrégularités de l'électrojet, puis réfléchié totalement par la région F. Au coin gauche de chaque carte, est indiquée la hauteur réelle de réflexion de l'écho; cette hauteur est déterminée en utilisant le programme POLAN [Titheridge, 1985] pour inverser les ionogrammes du radar LDG.

A 9: 00 LT dans la région E à 2.8 MHz et dans la région F à toutes les fréquences, les échos sont reçus sans fluctuation d'intensité. A 6.3 et 8.3 MHz il y a deux traces dont l'une est plus intense que l'autre. Grâce aux ionogrammes, l'origine de ces deux modes est identifiée comme étant due aux deux modes de propagation, ordinaire et extraordinaire. La trace la plus intense à 6.3 et 8.3 MHz est due au mode ordinaire, alors que la faible est due au mode extraordinaire. Il n'y a aucun écho dans la carte de la région E à 4.2 MHz. Sans électrojet, la diffusion de l'onde radar ne peut se produire dans la région E et seuls des échos de réflexion totale sont observés dans la région F.

A 10: 30 et 12: 00 TL, des fluctuations d'intensité d'échos sont présentes à toutes les altitudes et à toutes les fréquences. L'échelle temporelle de ces fluctuations varie de 1-10 secondes dans la région E jusqu'à 10-30 secondes dans la région F. Dans la région F, les fluctuations de mode extraordinaire ne sont pas corrélées en temps avec celles du mode ordinaire. Dans la région E à 4.2 MHz, on note un élargissement de la région où se produisent ces fluctuations à cause des réflexions obliques (voir chapitre I.3.2). L'intensité des échos s'accroît à 4.2 MHz entre 10: 30 et 12: 00 TL alors qu'elle décroît à 2.8 MHz. Les irrégularités de type 2 les plus intenses se situent autour de 100 km d'altitude lorsque le gradient de densité électronique et la vitesse électronique se combinent pour la meilleure efficacité du processus de dérive de gradient. En dessous de 100 km, l'amplitude des irrégularités de type 2, et de là l'amplitude des échos, décroît. Une décroissance de l'altitude de réflexion à 2.8 MHz explique la décroissance de l'intensité des échos observée à cette fréquence radar. Dans le même temps la densité électronique augmente dans la région E, l'intensité des irrégularités de type 2 s'accroît. Pour l'onde radar à 4.2 MHz qui traverse la totalité de l'électrojet, les échos rétrodiffusés sont plus intenses.

Dans la région F à 6.3 et 8.3 MHz, l'intensité des échos reste constante alors qu'à 4.2 MHz l'intensité des échos diminue légèrement.



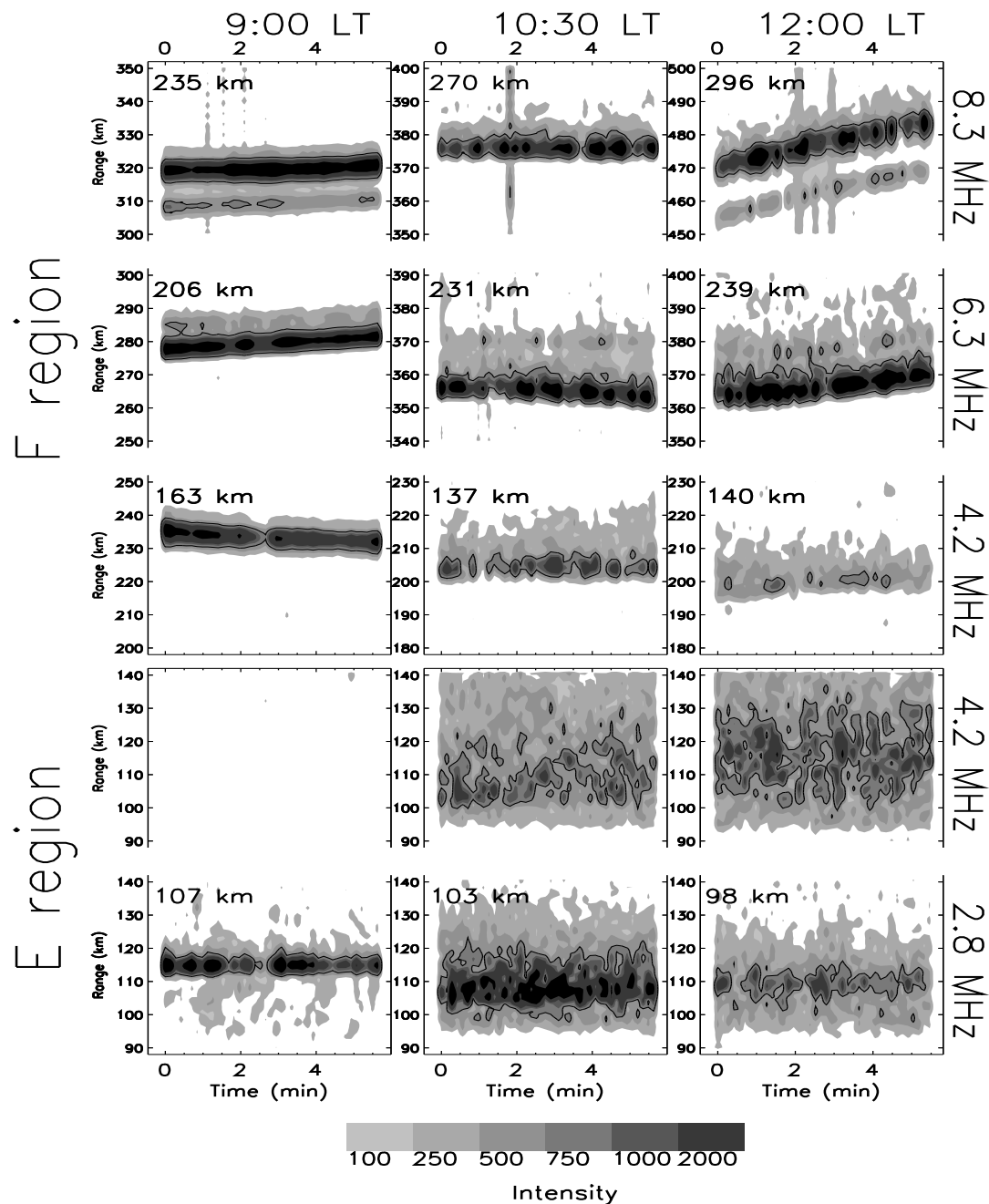


Figure I.3.22: Cartes d'échos des régions E et F pour 4 fréquences radar présentées en niveaux de gris pour trois périodes de 6 minutes à 9: 00, 10: 30 et 12: 30 TL, le 27 Mai 1993 L'altitude réelle de réflexion est marquée dans le coin gauche de chaque carte (il n'y a pas d'altitude pour les cartes d'échos dans la région E à 4.2 MHz car les échos sont formés par diffusion).

### Spectres de puissance

La figure I.3.23 présente pour le même jour quatre fonctions de diffusion, telles qu'elles ont été définies dans la section précédente, réalisées à 10: 50 TL pour les quatre mêmes fréquences radar. Deux spectres de puissance, mesurés pour des chemins de groupe de 110 et 209 km à 4.2 MHz sont placées à droite de la figure. Le spectre de puissance de la région E est caractéristique des irrégularités de type 2 de l'électrojet, sa largeur spectrale est du même ordre que le décalage Doppler moyen. On note que le spectre de puissance de la région F a la même caractéristique avec une largeur spectrale légèrement plus faible. Une seconde caractéristique des irrégularités de type 2 de l'électrojet est la variation du décalage Doppler moyen en fonction de l'angle d'élévation de l'onde radar suivant une loi en cosinus. Cette caractéristique se manifeste dans les fonctions de diffusion sous la forme d'un U (voir chapitres I.2.2.2 et I.3.2). Le décalage Doppler  $\Delta f$  est relié à  $v$ , le projeté sur la ligne de visée du radar de la vitesse de dérive horizontale des électrons dans l'électrojet  $v$ , par :

$$v = -\frac{\Delta f}{2f_r}c \quad (\text{I.3.3})$$

où  $f_r$  est la fréquence radar et  $c$  la vitesse de la lumière. La forme en U est le trait le plus marquant des fonctions de diffusion de la figure I.3.23. Si cette forme en U était attendue pour les irrégularités de région E, elle ne l'était pas pour la région F, et n'avait d'ailleurs jamais été observée auparavant.

La valeur de  $\Delta f$  maximale de la courbe en U est proportionnelle à  $f_r$  et l'amplitude décroît avec  $f_r$ . La vitesse électronique, déterminée avec les fonctions de diffusion à 2.8 et 4.2 MHz à l'altitude de l'électrojet, est  $110 \pm 30$  m/s. Avec la même méthode, on détermine aux différentes altitudes de la région F une vitesse de dérive horizontale de  $200 \pm 10$  m/s. Les échos diffusés dans la région F sont situés dans un plan Est-Ouest (comme pour ceux de l'électrojet) comme le montre la figure 3 de Blanc et al. [1996]. Les irrégularités de la région F sont donc alignées avec le champ magnétique.

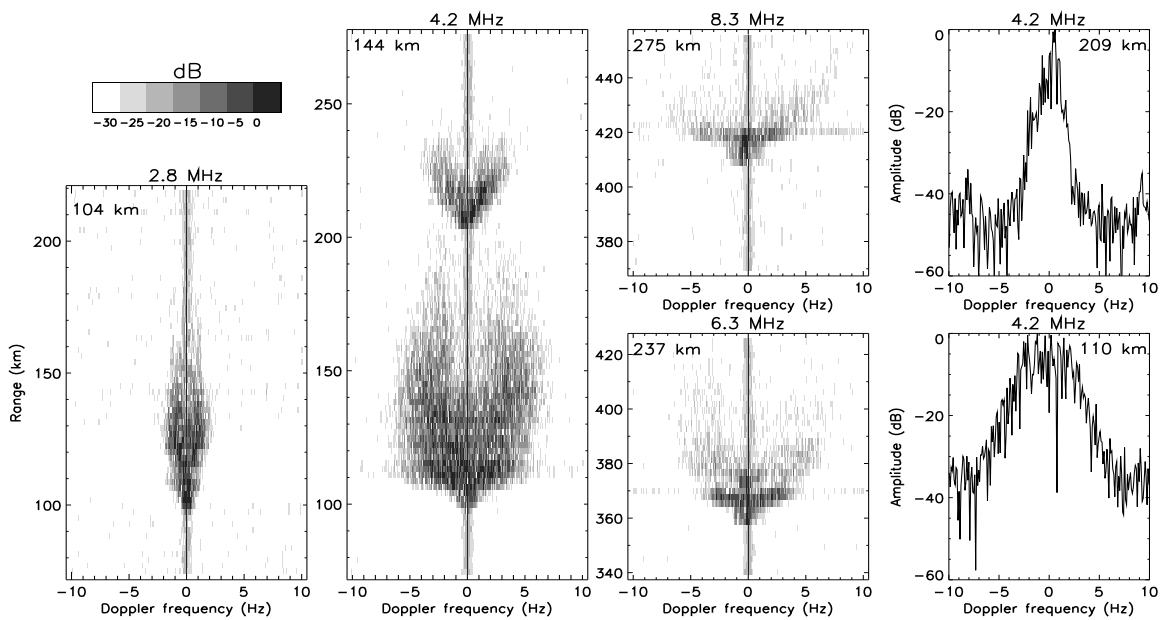


Figure I.3.23: *Fonctions de diffusion pour 4 fréquences radar. On reconnaît la courbe en U caractéristique des irrégularités de type 2 sur tous les diagrammes L'altitude réelle de réflexion de l'onde radar est indiquée dans le coin en haut à gauche. A droite, deux spectres de puissance à 4.2 MHz, pour des chemins de groupe de 110 et 209 km, sont présentés.*

### I.3.3.2 Statistique

La figure I.3.24 représente la statistique de présence sur les cartes d'échos des irrégularités de l'électrojet de type 1 et 2 ainsi que de la région F pour les jours d'observations en Mai et Juin 1993. Ce qui est le plus frappant sur la figure I.3.24 est que les irrégularités de type 2 de l'électrojet équatorial et celles de la région F1 apparaissent et disparaissent au même moment dans toutes les données. Les périodes d'observation des irrégularités de type 1 sont toujours plus courtes que celles des types 2, parce que ces irrégularités de type 1 apparaissent pour un seuil de vitesse de dérive électronique largement supérieur à celui des irrégularités de type 2. La disparition des irrégularités de type 1 et 2 observée pendant de courtes périodes sont toujours corrélées avec de fortes perturbations magnétiques (par exemple, le 8 Mai et le 28 Mai qui avaient respectivement une somme de l'indice Kp égale à 37 et 29). Le principal paramètre contrôlant la présence d'irrégularités de la région F est la présence d'irrégularités dans l'électrojet.

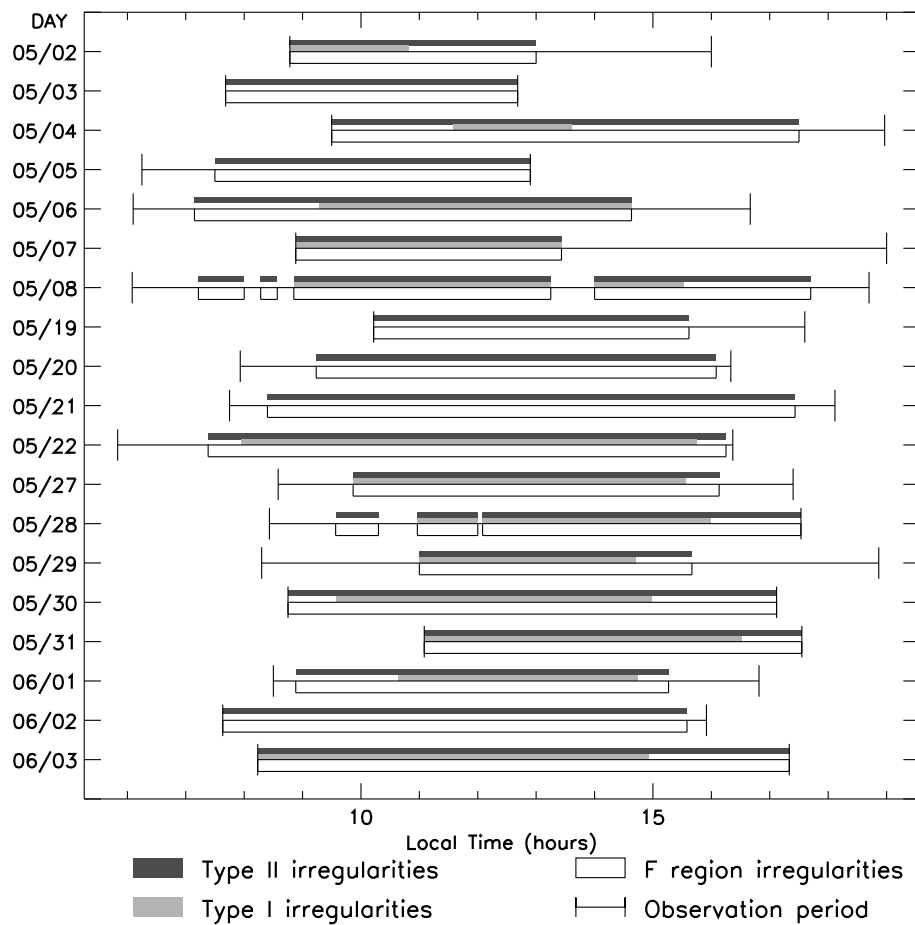


Figure I.3.24: *Statistique des observations réalisées le jour en Mai et Juin 1993.*

### I.3.3.3 Discussion

Sastri et al. [1991] ont observé des fluctuations du chemin de phase pour les échos réfléchis par la région F équatoriale. Ils supposent que ces fluctuations sont dues à un changement du chemin de phase produit sur l'onde radar par les irrégularités de l'électrojet. Pour vérifier cette hypothèse avec les données du radar LDG nous avons cherché une cohérence entre l'intensité des irrégularités de l'électrojet et l'intensité des irrégularités de la région F. Une telle cohérence entre les paquets d'intensité n'existe pas dans les mesures. De plus ce processus ne permet pas d'expliquer la forme en U observée pour trois fréquences radar différentes dans les fonctions de diffusion de la figure I.3.23. Les irrégularités ne sont donc pas un effet indirect des irrégularités de l'électrojet mais bien effectivement des irrégularités de région F.

Les échos reçus à 4.2 MHz se situent à la même altitude réelle que les échos à "150 km" de Kudeki et Fawcett [1993]. Kudeki et Fawcett ont observé des couches multiples d'échos, ce qui n'est pas possible avec le radar LDG. Le radar LDG n'observe qu'une seule couche quand la fréquence plasma de la densité électronique locale est proche de la fréquence radar  $f_r$  : ceci est possible quand la fréquence plasma liée à la densité moyenne est plus grande ou égale à  $f_r$  ou quand une irrégularité accroît la fréquence plasma moyenne jusqu'à au moins  $f_r$ . Près de l'altitude de réflexion, des irrégularités de quelques pour cents supérieures à la densité électronique moyenne peuvent produire de la diffusion. Quand la fréquence plasma locale est inférieure à  $f_r$ , Blanc [1987] a montré qu'une augmentation de 20 % de la densité électronique moyenne à une altitude donnée est nécessaire pour l'onde émise soit rétrodiffusée. Cette valeur donne une estimation de l'amplitude des irrégularités de région F observées.

Røyrvik [1982] et Kudeki et Fawcett [1993] ont trouvé un lien entre les ondes de gravité atmosphériques et la formation des échos à "150 km". La figure I.3.26 montre deux cartes d'échos réalisées pour 3 fréquences radar. Les ondes de gravité atmosphériques apparaissent comme des ondes se superposant sur la trace de réflexion. On constate que la présence d'onde de gravité n'est pas nécessaire pour avoir des irrégularités dans la région F. Les ondes de gravité peuvent être observées en absence d'irrégularité, et les irrégularités en absence d'onde de gravité.

D'autres mécanismes de formation de ces échos à "150 km" ont été proposés. Tsunoda [1994] a proposé un "mapping" du champ électrique de polarisation par les lignes de champ magnétique (hautement conductrice). Le champ électrique de polarisation pourrait être développé par des gradients latitudinaux de la conductivité, à des latitudes de 2 ou 3°, intégrée sur les lignes de champ dus à des couches d'irrégularités E sporadiques en liaison avec l'électrojet. La figure I.3.25 montre que la géométrie des lignes de champ magnétique à 140, 200 et 300 km au dessus de Korhogo. Les latitudes magnétiques des lieux où chacune de ces lignes de champ magnétique croisent la région E à une altitude de 100 km sont respectivement 5°, 7.2° et 10.3°. La continuité de la présence des irrégularités de la région F entre 9:00 et 17:00 TL en moyenne à

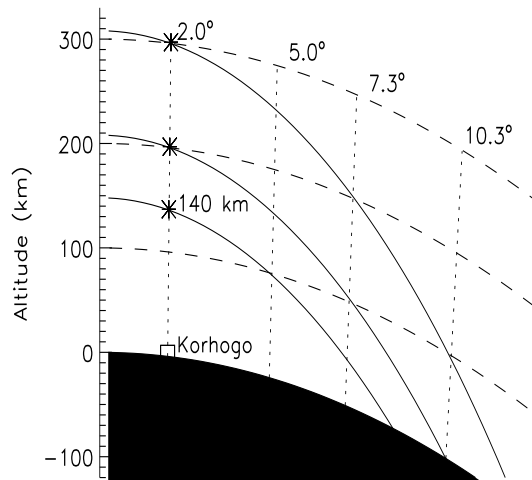


Figure I.3.25: Géométrie du champ géomagnétique. Le radar LDG était situé à Korhogo à une latitude magnétique d'environ  $2^\circ$ . On indique la latitude magnétique des différents points de la région E à 100 km d'altitude étant conjuguée avec la région F au dessus de Korhogo à 140, 200 et 300 km d'altitude.

toutes les altitudes implique que des irrégularités E sporadiques soient toujours présentes pour des latitudes magnétiques de  $2$  à  $10^\circ$ . Ceci n'est pas en accord avec les statistiques de présence des E sporadiques dans les régions de basses latitudes [Abdu et al., 1996] et les modèles [Richmond, 1973] qui montrent que les effets de l'électrojet disparaissent au delà de  $2$  à  $3^\circ$  de latitude.

Enfin, Raghavarao et Andarao [1987] ont montré qu'en incluant le vent zonal dans leur modèle d'électrojet, des champs électriques significatifs sont calculés jusqu'à une altitude de 160 km entre  $4$  et  $8^\circ$  de latitude magnétique (Figure I.3.27). Ces champs peuvent être une source d'irrégularités observées dans la région F1. Puisque le spectre de puissance de la figure I.3.23 à 4.2 MHz et à 209 km a la forme caractéristique des irrégularités de type 2 de l'électrojet, on peut faire l'hypothèse que ces irrégularités de la région F1 sont dues à une instabilité de dérive de gradient déclenchée par ce champ électrique supplémentaire. Pour vérifier cette hypothèse, des simulations numériques seraient nécessaires en parallèle avec des expériences dans d'autres conditions géomagnétiques pour confirmer ces mesures et étudier les effets latitudinaux.

L'intérêt de mesurer ces irrégularités est de pouvoir mesurer les champs électriques en région F. Woodman et Villanueva [1995] ont montré que le décalage Doppler des "échos à 150 km" donne une bonne mesure de la dérive verticale d'ionisation (et de là le champ électrique longitudinal) dans la région F. Les spectres de puissance du radar LDG peuvent permettre de connaître la vitesse de dérive zonale est-ouest de ces échos à "150 km" intégrée avec le vent zonal local.

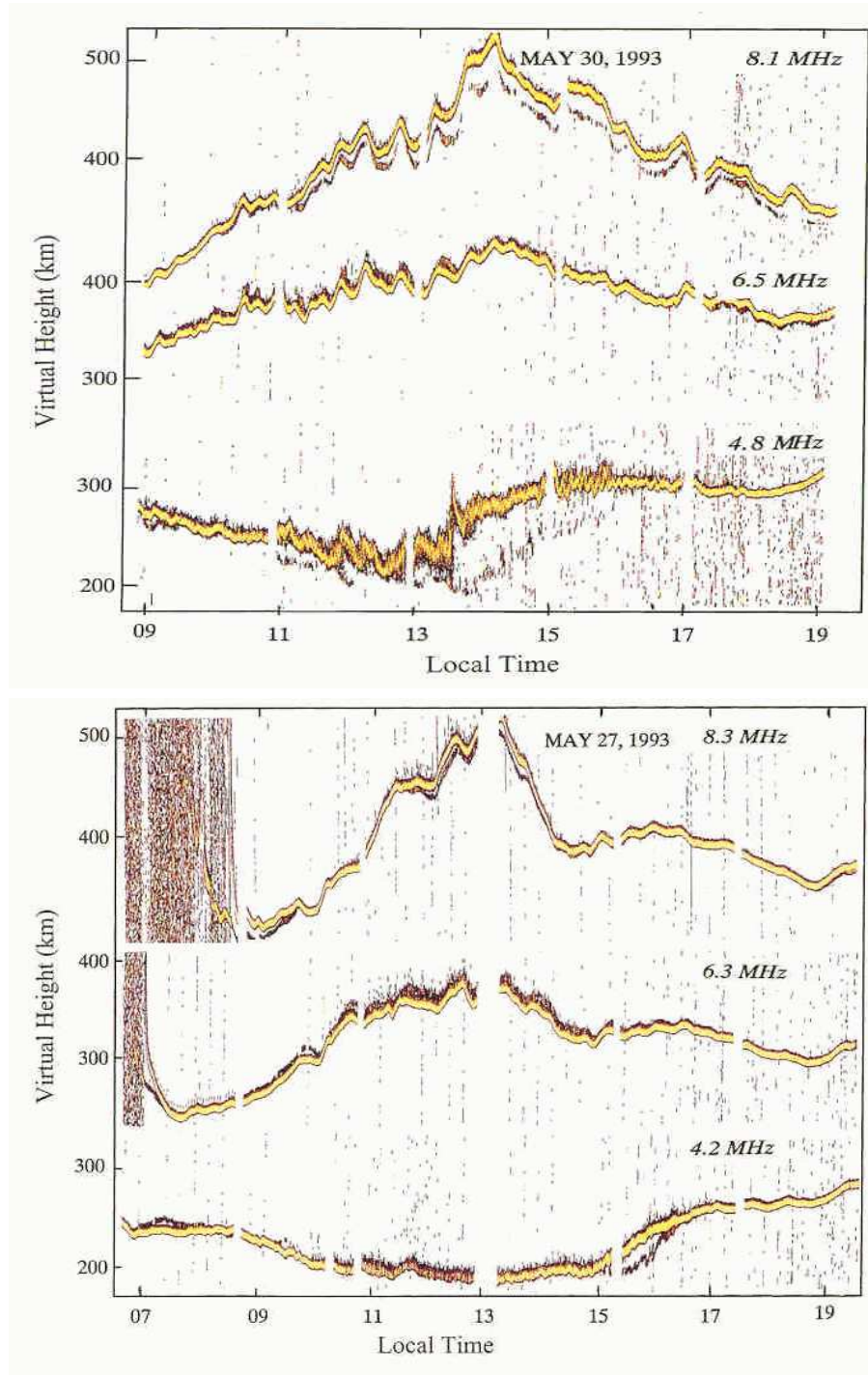


Figure I.3.26: Deux cartes d'échos pour 3 fréquences de sondage montrant que les ondes de gravité ne sont pas obligatoires pour la formation des irrégularités dans la région F [Blanc et Houngninou, 1998].

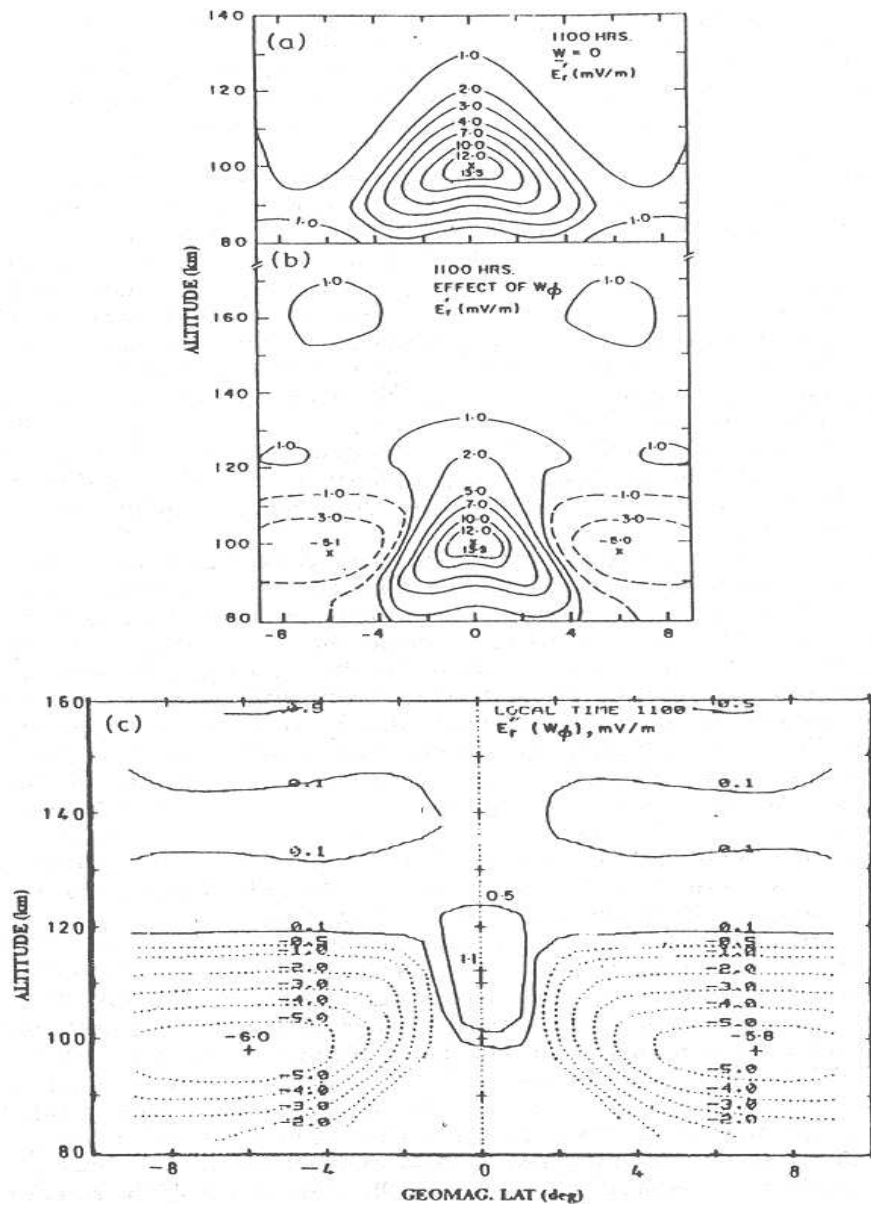


Figure I.3.27: Simulation du champ électrique vertical à 11: 00 (Temps Local de l'Inde) en fonction de la latitude magnétique: a) en absence de vent zonal , b) avec un vent zonal et c) avec vent zonal mais sans champ électrique zonal. Les courbes en pointillées désignent des valeurs négatives (vers le bas) et les courbes en trait plein des valeurs positives (vers le haut) [Raghavarao et Andarao, 1987].





## Partie II

# Etude de perturbations de l'ionosphère à moyenne latitude



## Chapitre II.1

# Mesures Doppler d'ondes à moyenne latitude

De nombreuses techniques de mesure HF permettent d'observer les ondes se propageant dans l'ionosphère : la corrélation du fading de récepteurs espacés les uns des autres, le sondage impulsionnel à fréquence fixe ou par balayage de fréquence (appelé aussi ionogramme), la mesure de l'écho de sol, et le sondage par chemin de phase et Doppler. Le sondage en onde entretenue que le LDG a choisi permet une bonne identification des phénomènes. Dans ce chapitre, le dispositif expérimental du LDG et la signature des ondes ionosphériques donnée par ce dispositif sont décrits dans un premier temps. Dans un second temps, la propagation des ondes de gravité et acoustiques sera brièvement présentée avec quelques résultats d'observation à Francourville.

### II.1.1 Mesures Doppler

#### II.1.1.1 Le réseau de sondage HF de Francourville

Depuis 1981, un réseau de stations de sondage ionosphérique en onde entretenue a été mis en place en France. La station émettrice est située à Francourville (FRC), près de Chartres. Trois stations réceptrices forment un triangle autour de FRC. Distantes chacune de 50 à 80 km de cette station, elles se situent à Bois-Arnault (BRN), à Bruyères le Châtel (BLC) et au Bardon (LBD) (Figure II.1.1).

Les premiers résultats de ce réseau de quatre stations ont été obtenus en 1984. Le LDG dispose de cinq fréquences fixes assignées par la direction des télécommunications : 1976.5 kHz, 2769.0 kHz, 3849.0 kHz, 4624.0 kHz et 5358.0 kHz. Un choix de fréquence peut ainsi être fait en fonction des changements des conditions ionosphériques telles l'alternance jour/nuit, les saisons et pour éviter la perte du signal envoyé vers l'ionosphère et ne plus recevoir que l'onde de sol. A la réception un décalage de 2 Hz est introduit entre les différents signaux pour visua-

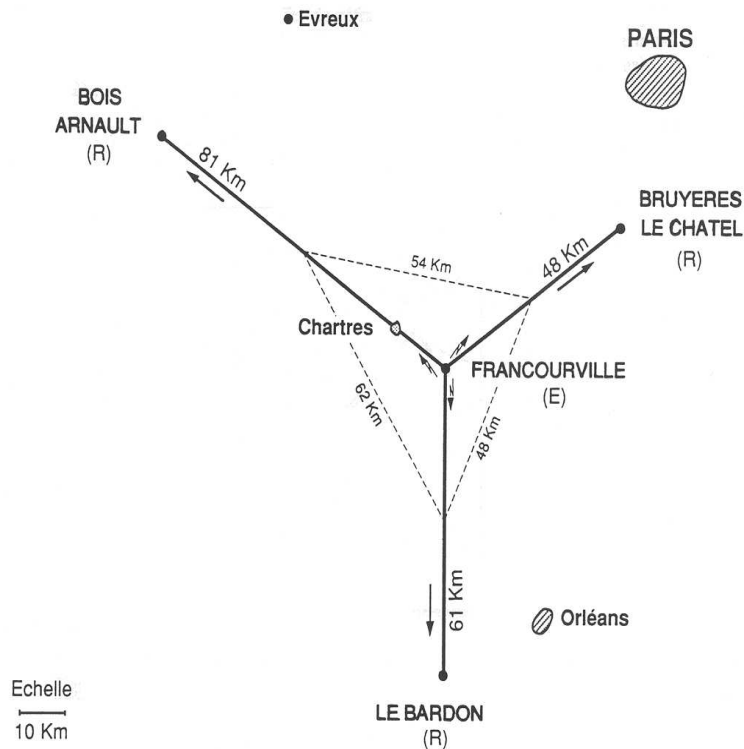


Figure II.1.1: *Emplacement des différentes stations d'émission et de réception du réseau de sondage HF de Francourville*

liser les Doppler négatifs. Les données mesurées dans chacune des stations étaient transmises au LDG par ligne téléphonique et enregistrées sur bande magnétique. Depuis 1999, les données des récepteurs du réseau sont numérisées. Les données sont échantillonnées à 50 Hz et transmises au LDG par liaison satellite. En routine, les ionogrammes sont toujours transmis par ligne téléphonique toutes les demi-heures ; pour une campagne de mesure, on peut réaliser des ionogrammes sur des périodicités de 1 à 30 minutes en installant un PC d'acquisition rapide à côté du sondeur.

Le réseau modernisé a été remis en route en vue de mesurer à court terme les effets de l'éclipse du 11 Août 1999 et à plus long terme les effets de perturbations plus fréquentes telles que les ondes de gravité ou l'effet des séismes sur l'ionosphère. Les données sont traitées automatiquement chaque jour pour produire un relevé des mesures, puis sont archivées sur CD-ROM. Des traitement de données plus spécifiques sont effectués sur des événements particuliers.

Pour interpréter ces mesures, la modélisation de la signature des ondes ionosphériques sur les données est nécessaire.

### II.1.1.2 Théorie de la mesure Doppler HF

#### Chemin de phase et mesures

Dans un milieu anisotrope, le chemin de phase d'une onde radio traversant l'ionosphère est par définition

$$P = \int_{P'} \mu dS \quad (\text{II.1.1})$$

où  $P'$  est le chemin du rayon et  $\mu$  l'indice de réfraction.  $P$  est généralement inférieur à  $P'$  car  $\mu$  est inférieur ou égal à 1. Par contre le chemin de groupe est toujours supérieur au chemin réel. Le chemin de phase est mesuré à fréquence constante, pour des directions verticales ou obliques avec une émission continue. On étudie les variations de la fréquence reçue. Cette technique porte aussi le nom de sondage Doppler. Elle permet de donner instantanément la vitesse verticale de la couche réfléchissante. On perd avec cette technique l'information du chemin de groupe qui nécessite un sondage impulsif. Le principal avantage de cette technique est de séparer les différents modes de propagation magnéto-ionique et les multi-trajets. Elle est de plus bien adaptée à des mesures permanentes.

**Calcul du décalage Doppler** Pour des ondes électromagnétiques se propageant dans le vide, le décalage de la fréquence mesurée par un observateur se déplaçant par rapport à la source est égale à

$$\Delta f = -\frac{f}{c} V_r \quad (\text{II.1.2})$$

où  $f$  est la fréquence de l'onde émise et  $V_r$  la composante radiale de la vitesse relative entre l'observateur et la source. Lorsque la propagation se fait dans un milieu uniforme dont l'indice de réfraction est différent de 1, on a

$$\Delta f = -\frac{f}{V_p} \frac{dD}{dt} = -\frac{f}{c} \frac{dP}{dt} \quad (\text{II.1.3})$$

où  $V_p$  est la vitesse de phase dans le milieu,  $D$  la distance réelle, et le chemin de phase  $P = D \times \mu$  avec  $\mu = c/V_p$ . Enfin pour un milieu non-uniforme et anisotrope

$$\Delta f = -\frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_{P'(t)} \mu \cos(\alpha) dS \quad (\text{II.1.4})$$

où est la distance de groupe et  $\alpha$  l'angle entre le rayon et la normale de l'onde.

#### Modélisation de la signature des ondes ionosphériques

Un modèle dans lequel l'ionosphère est schématisée par un réflecteur "miroir bombé" est parfois utilisé pour expliquer les observations d'irrégularités. Pour qu'un tel modèle soit valable la taille des irrégularités doit être supérieure à la zone de Fresnel dans l'ionosphère vue par le sondeur. Le modèle considère des ondes se déplaçant horizontalement et ayant une surface parfaitement

réfléchissante avec des longueurs d'onde d'irrégularité plus grandes qu'un rayon de la zone de Fresnel. Pour un sondage à 4 MHz, la taille minimale est de 3 km (figure II.1.2). La forme de l'onde est modélisée par une sinusoïde. La figure II.1.3 montre la variation du Doppler et de l'intensité du signal pour le passage d'une perturbation (pour simplifier la représentation, l'émetteur se déplace et non l'onde). Il apparaît des focalisations et défocalisations des ondes du sondage sous l'effet des variations d'altitudes produits par la perturbation. Elles se traduisent par des variations particulières du Doppler mesuré.

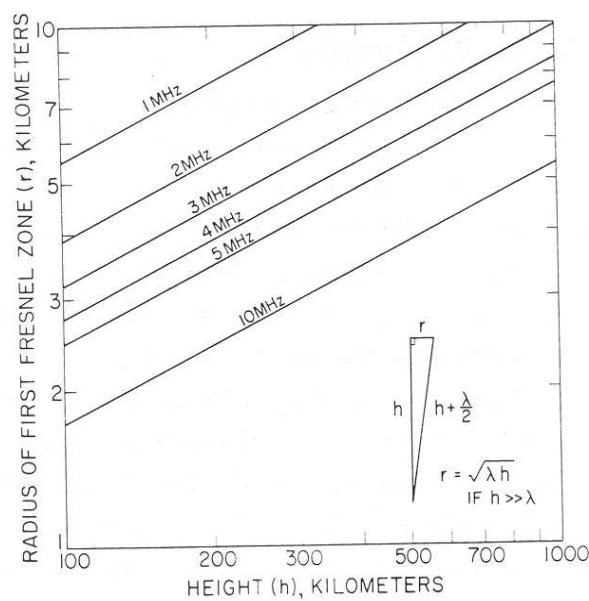


Figure II.1.2: Taille de la cellule de Fresnel en fonction de l'altitude de réflexion de l'onde radar. [Georges, 1967].

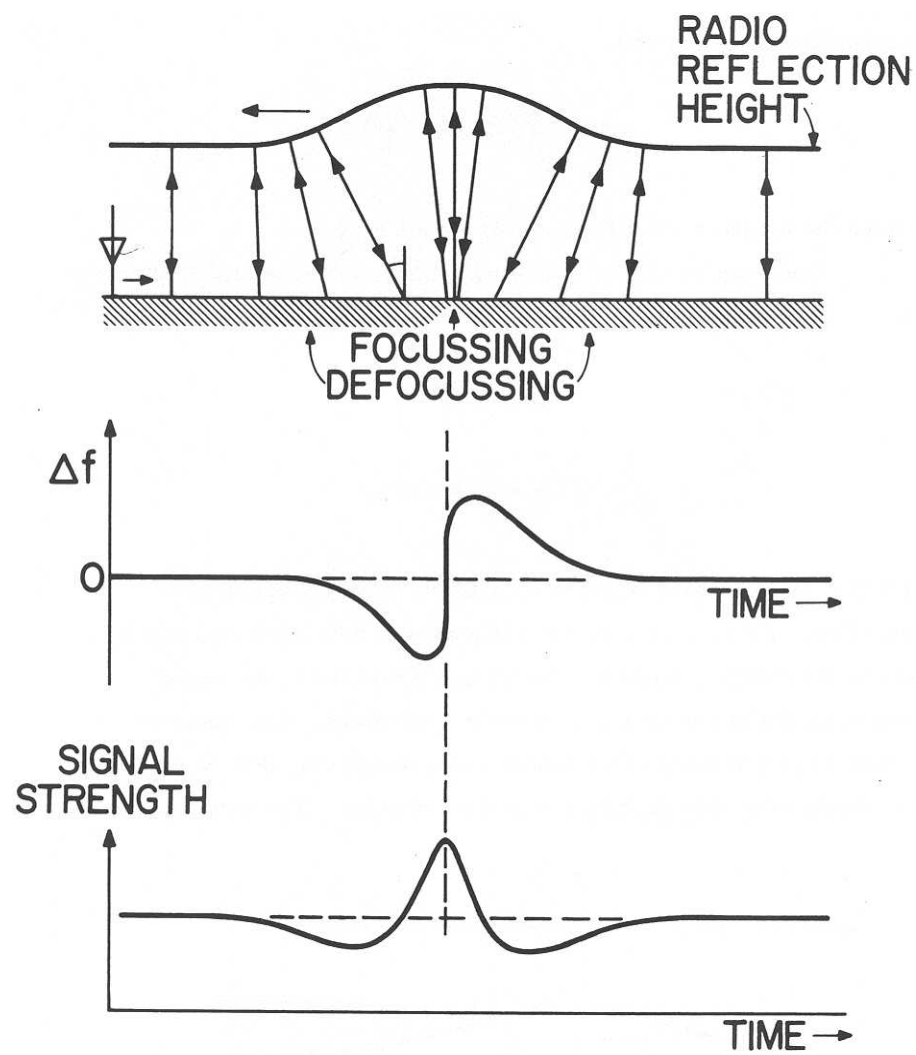


Figure II.1.3: Représentation du décalage Doppler  $\Delta f$  et de l'amplitude du signal reçu lors du passage d'une onde au dessus du sondeur. [Georges, 1967].



Dans le cas d'un sondage vertical à la fréquence  $f$ , pour une onde sinusoïdale  $y(x)$  se propageant à la vitesse  $V$  et définie comme sur la figure II.1.4, le décalage Doppler  $\Delta f$  est donné par  $\Delta f = -\frac{2f}{c}V \sin(\theta)$ .

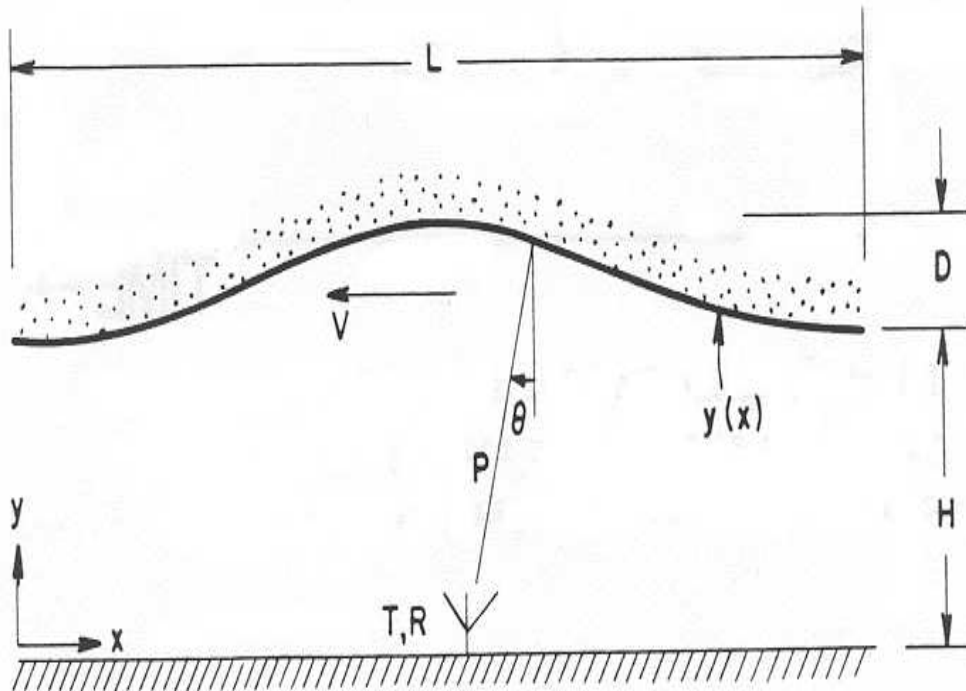


Figure II.1.4: Définition des paramètres  $D, L, H$  déterminant la perturbation

Le décalage Doppler est maximal quand le rayon rejoint le point d'inflexion du réflecteur :

$$\Delta f_{max} = -\frac{2fV}{c} \frac{\pi D}{\sqrt{\pi^2 D^2 + L^2}} \quad (\text{II.1.5})$$

La forme de la variation du décalage Doppler en fonction du temps est déterminée par la géométrie en fonction de  $D$ ,  $L$  et  $H$ . La fréquence de l'onde et la vitesse du réflecteur affectent seulement les facteurs d'échelle. La figure II.1.5 montre quelques exemples de signaux pour différentes valeurs de  $H$ . Dans le cas A, la trace Doppler est toujours unique dans le temps, puisque aucun rayon ne se croise. En B, la ligne de sol croise la ligne de focalisation. Le décalage Doppler change très rapidement du négatif au positif dans cette région. En C et D certains rayons en croisent d'autres, la trace Doppler est alors triple à certains moments. Il se dessine des retours en arrière. La condition de retour en arrière est  $H > \frac{L^2}{2\pi^2 D}$ . La figure II.1.6 représente un exemple de ces retours en arrière dans les données du réseau de Francourville.

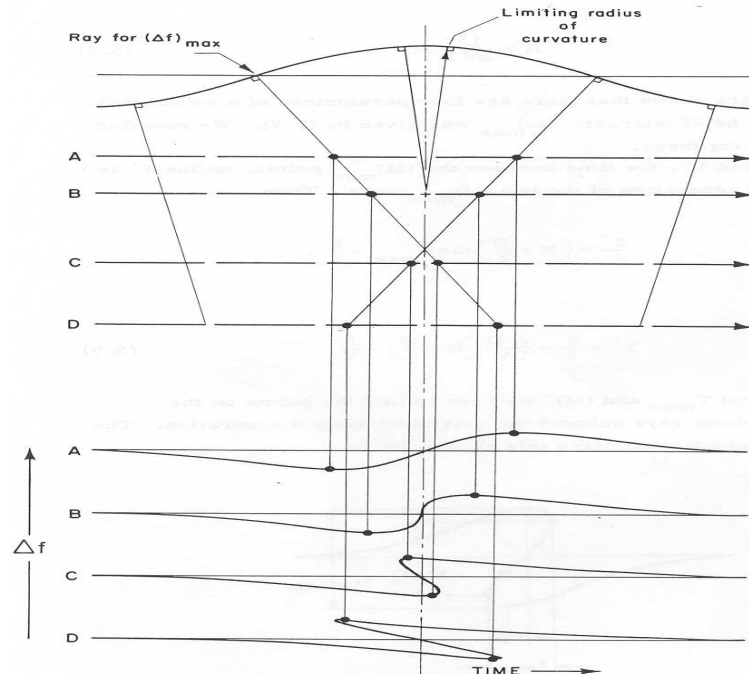


Figure II.1.5: Différentes formes de la trace Doppler pour une même perturbation en ne faisant varier que l'altitude de réflexion. [Georges, 1967].

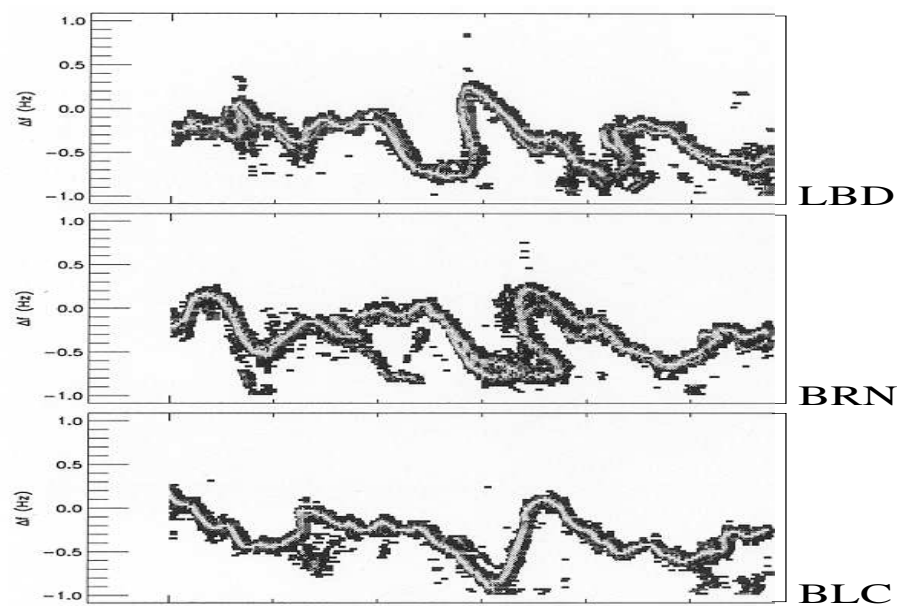


Figure II.1.6: Exemple de signal mesuré sur le réseau HF de Francourville et correspondant au cas C pour BRN et au cas B pour BLC.

## II.1.2 Ondes dans l'ionosphère à moyenne latitude

### II.1.2.1 Propagation des ondes atmosphériques

Les lois de propagation linéaires d'une onde plane ont été décrites par de nombreux auteurs (par exemple : Hines [1960], Francis [1975], Kato [1980]). Elles se déduisent des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement ainsi que de l'équation d'état adiabatique :

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right) = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} p \quad (\text{II.1.6})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} p = c^2 \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \rho \right] \quad (\text{II.1.7})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (\text{II.1.8})$$

où  $c$  est la vitesse du son,  $\vec{V}$  la vitesse du gaz,  $\rho$  la densité atmosphérique,  $\vec{g}$  l'accélération de la pesanteur, et  $p$  la pression atmosphérique.

Soit une onde plane définie par  $A \exp i(\omega t - k_x x - k_z z)$ , où  $k_x$  et  $k_z$  sont les nombres d'ondes complexes selon les axes horizontal ( $x$ ) et vertical ( $z$ ), l'équation de dispersion de l'onde s'écrit alors :

$$k_x^2 \left( 1 - \frac{\omega_b^2}{\omega^2} \right) + k_z^2 = k^2 \left( \frac{\omega_a^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (\text{II.1.9})$$

avec  $\omega$  la pulsation propre de l'onde, et

- $\omega_a = \frac{\gamma g}{2c}$  est la fréquence de coupure acoustique, avec  $\gamma$  le rapport des capacités calorifiques,
- $\omega_b^2 = \frac{(\gamma-1)g^2}{c^2}$  est la fréquence d'oscillation libre de l'atmosphère dite de Brunt-Väisälä.

Au niveau du sol  $\omega_b = 0.9 \omega_a$ , mais à plus haute altitude on peut avoir  $\omega_b > \omega_a$  (figure II.1.7).

La figure II.1.7 montre l'existence de trois domaines de propagation.

- $\omega < \omega_b$  : domaine des ondes de gravité. La dispersion y est importante, et la vitesse de groupe est en général différente de la vitesse de phase,
- $\omega_b < \omega < \omega_a$  : domaine des ondes évanescentes. La propagation y est impossible,
- $\omega > \omega_a$  : domaine des ondes acoustiques. La gravité ne joue plus de rôle. On peut simplifier l'équation de dispersion :

$$c^2(k_x^2 + k_z^2) = \omega^2 - \omega_a^2 \quad (\text{II.1.10})$$

et la vitesse de groupe de l'onde acoustique est la vitesse du son (figure II.1.8). Sur la figure II.1.7, on prend en compte différents niveaux d'atténuation de l'onde acoustique (0.1, 1 et 10 dB/km). C'est dans la zone hachurée en bleu que les ondes acoustiques se propagent avec le moins de perte.

De plus, une onde acoustique qui se propage verticalement s'amplifie lorsque l'altitude augmente à cause de la diminution de la densité atmosphérique [Hines, 1960; Blanc, 1985]. Les effets sont compensés par ceux du filtrage atmosphérique qui dépend à la fois de la fréquence des ondes et de l'altitude de propagation. Les ondes de période de l'ordre de quelques secondes sont filtrées de 100 à 130 km environ; les ondes de période 10 secondes sont filtrées autour de 150 km.

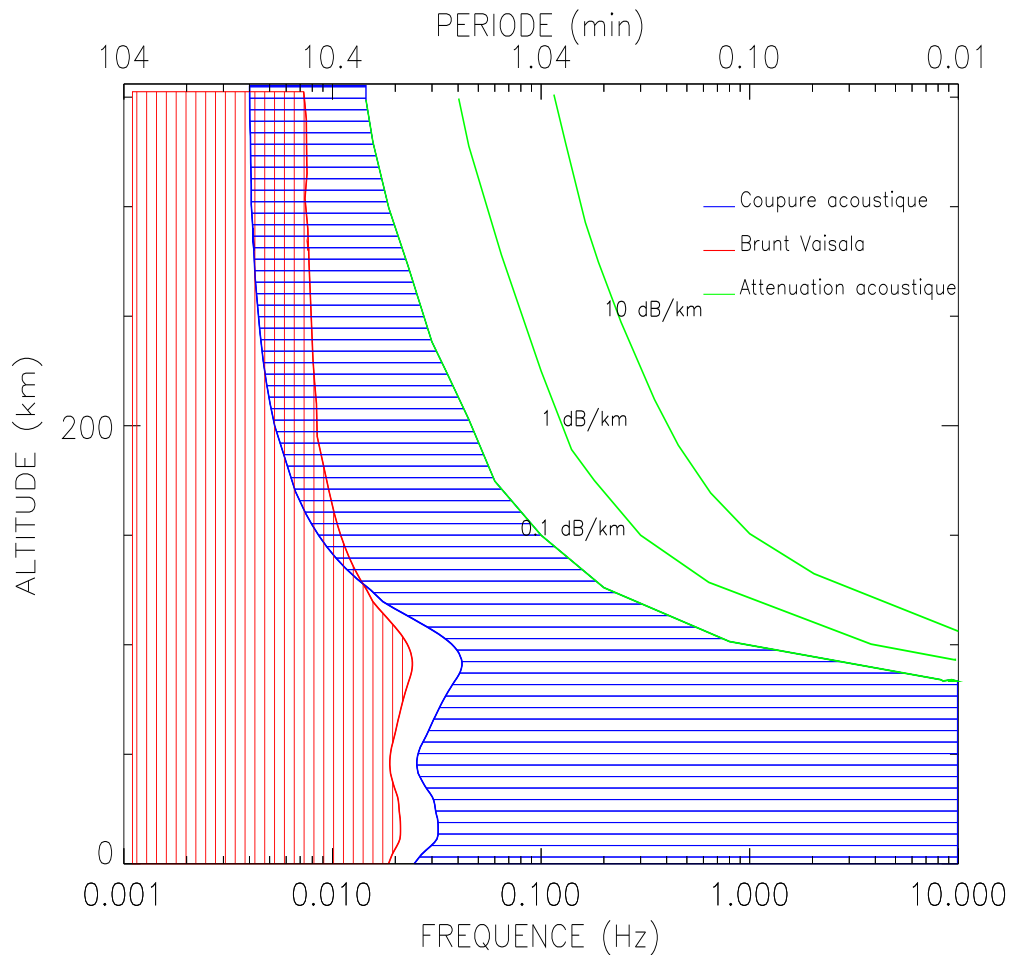


Figure II.1.7: Zones de propagation possible en fonction de la fréquence pour des ondes de gravité (en rouge) et les ondes acoustiques (en bleu). On remarque la zone de silence entre 0.02 et 0.04 Hz jusqu'à une altitude de 125 km. Figure inspirée de Georges [1967].

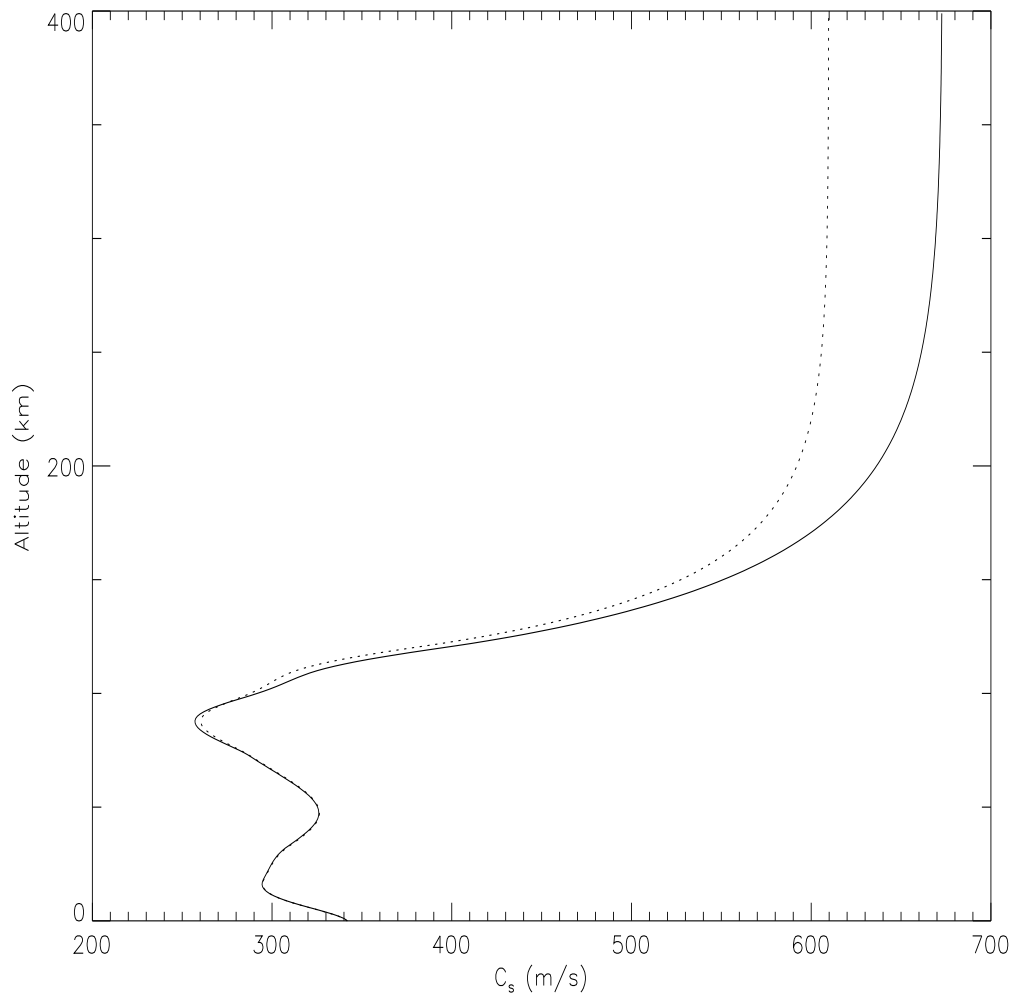


Figure II.1.8: *Profils de la vitesse du son en fonction de l'altitude pour le jour (trait plein) et pour la nuit (pointillé), calculés à partir des profils de température respectifs. Le profil de température est donné par le modèle MSIS-E-90 [Hedin, 1991] par pas de 1 km. Par intégration du profil de jour, on trouve le temps de propagation d'une onde acoustique pour arriver à une altitude de 130 km : 7 minutes, 162 km : 8 minutes, 199 km : 9 minutes, 238 km : 10 minutes. La nuit, l'onde, nettement plus lente au dessus de 150 km, met 11 minutes pour atteindre 270 km.*

### II.1.2.2 Quelques exemples d'ondes mesurées avec le réseau de Francourville

**Classification des ondes** Une classification des ondes mesurées dans l'ionosphère a été définie par Georges [1968] à partir de mesures dans le Sud-Est des Etats-Unis avec un réseau composé d'un récepteur central et de 3 émetteurs situés dans un rayon de 200 km, ce qui est équivalent au système mis en place par le LDG (1 émetteur et 3 récepteurs éloignés). Trois catégories d'ondes ont été déterminées en fonction de leur longueur d'onde :

- Les ondes de grande échelle, de période supérieure à 30 minutes, qui ont une vitesse supérieure à 300 m/s, sont très bien corrélées avec l'activité magnétique et suivent le plus souvent les orages magnétiques. Ces ondes sont essentiellement dirigées vers le Sud (dans l'hémisphère Nord).
- Les ondes de moyenne échelle, de période comprise entre 10 et 30 minutes, apparaissent la nuit mais le plus souvent le jour, leur vitesse horizontale est de l'ordre de 100 à 200 m/s.
- Les ondes de petite échelle, de courte période (inférieure à 10 minutes avec un maximum autour de 3.5 et 4.5 minutes), sont liées à l'activité météorologique, en particulier les gros orages. Ces ondes n'ont apparemment pas de lien simple avec l'activité magnétique. Les ondes produites par l'activité humaine (explosion chimique, départ de fusée) ou par des éruptions volcaniques ou des séismes appartiennent à cette catégorie.

Les deux premières catégories appartiennent au domaine des ondes de gravité, la dernière à celui des ondes acoustiques.

**Mesures réalisées avec le réseau HF de Francourville** Pour le réseau de Francourville, les ondes sont cohérentes pour des périodes supérieures à 15 minutes à cause de la dimension du réseau (environ 50 km). Pour étudier la direction de propagation des ondes acoustiques, il faut adjoindre au réseau principal un réseau de plus petite dimension, quelques centaines de mètre. Une étude statistique sur les données de Juillet 1987 et Janvier 1988 fait apparaître une différence entre les ondes de jour et celles de nuit [Duclos, 1989]. Les ondes de nuit ont des périodes plus longues, entre 30 minutes et plus de 90 minutes, alors que celles de jour dépassent rarement les 20 minutes. La nuit, la vitesse moyenne des ondes est supérieure à 200-300 m/s, alors que le jour elle est autour de 100-200 m/s. Il existe pourtant une certaine homogénéité dans la direction d'arrivée des ondes le jour et la nuit. Cet azimut a apparemment une variation saisonnière : Sud l'été, Nord-Ouest l'hiver, les équinoxes étant des périodes de transition. Ceci est cohérent avec les études de Munro [1958] et de Davies et Jones [1971]. Enfin, l'étude de la dispersion de la vitesse des ondes en fonction de leur azimut et de leur période, montre que les ondes d'origine Nord-Ouest sont plus rapides de quelques dizaines à quelques centaines de m/s en fonction de la période de l'onde. Elles sont probablement produites par les orages

magnétiques.

Les orages magnétiques génèrent également des ondes de très grande échelle. L'orage magnétique majeur<sup>1</sup> du 13-14 Mars 1989 (indice Kp supérieur à 9) dont les effets ont été mesurés à Francourville [Blanc et Mercandalli-Rascallou, 1992] a produit une perturbation extrêmement importante de l'ionosphère pendant deux jours. Des ondes de très grandes amplitudes (plus de 10 Hz) ont été observées. La vitesse de propagation de ces ondes étaient de 860 m/s vers le Sud. Un black-out total pendant toute la nuit s'en est suivi.

Dans le chapitre suivant, nous allons étudier un exemple d'onde de gravité due à l'éclipse solaire du 11 Août 1999 et d'ondes acoustiques créées par des séismes de forte magnitude.

---

<sup>1</sup>Cet orage a été la cause d'une coupure de courant de plus de 9 heures au Canada induisant des pertes de plusieurs millions de dollars.

## Chapitre II.2

# Etude des perturbations générées lors de l'éclipse du 11 août 1999 et de séismes importants

Depuis la mise en place du réseau modernisé de Francourville, de nombreuses perturbations ont été identifiées quasi quotidiennement comme des ondes de gravité, des oscillations longues périodes dues à des orages magnétiques, ou des striations dues aux irrégularités E sporadiques. Mais deux types d'événements plus rares ayant perturbé l'ionosphère ont attirés notre attention : la dernière éclipse totale du millénaire (il n'y en aura pas en 2000, dernière année du deuxième millénaire) et de nombreux séismes forts. Une éclipse permet une meilleure compréhension des mécanismes de formation de l'ionosphère, à partir de la détermination du terme de production. Depuis le début de l'étude de cette partie de la géosphère, l'opportunité d'étudier une éclipse a toujours été prise. A partir de 1970, un deuxième phénomène est fortement examiné autour des éclipses : la formation d'un train d'ondes de gravité dû au passage supersonique de l'ombre de la Lune sur l'atmosphère terrestre. Nous déterminerons à partir des mesures réalisées à Francourville certains paramètres plasma, les conditions d'observation de l'onde de gravité et une cartographie macroéchelle de la perturbation. Le deuxième type d'événement, les séismes de forte magnitude, montre la relation étroite qu'il y a entre le milieu solide et le milieu gazeux terrestre. Le sondage Doppler permet de détecter à l'altitude de réflexion les fluctuations induites par un séisme, propagées sous forme d'onde acoustique aux altitudes ionosphériques. Nous étudierons donc en fonction de l'altitude de réflexion la fonction de filtrage de l'atmosphère pour les ondes acoustiques.



## II.2.1 Eclipse totale du Soleil du 11 août 1999

### II.2.1.1 Description de l'éclipse

#### Point de vue de la mécanique céleste

Il y a éclipse de Soleil lorsque la Terre passe dans le cône d'ombre ou dans le cône de pénombre de la Lune. Le Soleil, la Lune et la Terre sont alors presque alignés. On est au voisinage de la nouvelle Lune. Si le plan de l'orbite de la Lune était le même que le plan de l'orbite de la Terre (l'écliptique), il y aurait une éclipse de Soleil à chaque nouvelle Lune. Or le plan de l'orbite de la Lune est incliné d'environ  $5^{\circ} 9'$  sur le plan de l'orbite terrestre. A chaque instant, l'intersection de ces deux plans est une droite appelée ligne des noeuds et les intersections de cette droite avec l'orbite de la Terre sont appelés noeuds de l'orbite lunaire. Le Soleil passe par un noeud tous les 173.31 jours, lors de la saison des éclipses. Pour qu'il y ait éclipse, il faut que la latitude géocentrique apparente du centre de la Lune soit inférieure à  $1.42^{\circ}$  pour que celle-ci soit sûre, et inférieure à  $1.58^{\circ}$  pour que celle-ci soit possible.

Les éclipses se produisent donc à la nouvelle Lune, lorsque la Terre passe dans le cône d'ombre ou dans le cône de pénombre de la Lune. Lorsque la Terre passe uniquement dans la pénombre de la Lune il y a éclipse partielle du Soleil; lorsque la Terre croise l'axe du cône d'ombre de la Lune il y a éclipse centrale de Soleil. Si le diamètre apparent de la Lune est plus grand que celui du Soleil l'éclipse centrale est totale, sinon l'éclipse centrale est annulaire.

Durant une éclipse, l'ombre et la pénombre se déplacent sur la surface du globe terrestre par suite du mouvement de la Lune et de la rotation terrestre. L'aire balayée par l'ombre, très étroite (quelques dizaines à quelques centaines de kilomètres) s'appelle la bande de centralité.

La ligne parcourue par l'axe du cône d'ombre s'appelle la ligne de centralité, c'est sur cette ligne que se situe le maximum d'éclipse. L'éclipse du 11 août 1999 a pour ligne de centralité une ligne joignant Fécamp, Noyon, et Sarreguemines, avec une durée de totalité moyenne de 2 minutes 20 secondes. La largeur de la bande de centralité est de 110 km (Figure II.2.1).

Le rapport du Bureau Des Longitudes<sup>1</sup> donne les circonstances locales au sol, c'est à dire, en tout lieu, l'instant de début de l'éclipse du Soleil, les instants de début et de fin de l'éclipse totale, s'il y a lieu, et l'instant de fin de l'éclipse du Soleil. On donne dans le tableau ci-dessous le degré d'obscurité maximum calculé pour les différentes stations du réseau de Francourville :

Ville	Francourville	Bruyères le Châtel	Le Bardon	Bois Arnault
Degré d'obscurité (%)	97.7	98.5	95.8	98.8

---

<sup>1</sup> Les informations de ce paragraphe sont tirées du rapport sur "le calcul des circonstances de l'éclipse totale du soleil du 11 août 1999" par Rocher [1994] du Bureau Des Longitudes et de la note d'information du Bureau Des Longitudes publiée sur leur site Internet : <http://www.bdl.fr/ephem/eclipses/soleil/Soleil.html>

## ÉCLIPSE TOTALE DU SOLEIL LE 11 AOÛT 1999



Les heures sont données en temps universel, ajouter 2h pour avoir le temps légal français le 11 août 1999.  
 Pour chaque préfecture, on donne le pourcentage de la surface du disque solaire occulté.

Figure II.2.1: Localisation de la bande de centralité (ou de totalité) en France pour l'éclipse du 11 août 1999.

### Point de vue du champ d'observation du réseau

Si on considère la hauteur du Soleil à l'instant où l'éclipse est totale et maximale sur le méridien de Francourville ( $1.66^\circ E$ ), soit  $51^\circ$ , et que l'on projette le trajet de l'ombre dans le plan vertical de ce méridien, on constate que l'éclipse était totale à la verticale de Francourville entre 113 et 252 km avec un maximum autour de 180 km, soit l'altitude du pic de la région F1 (Figure II.2.2).

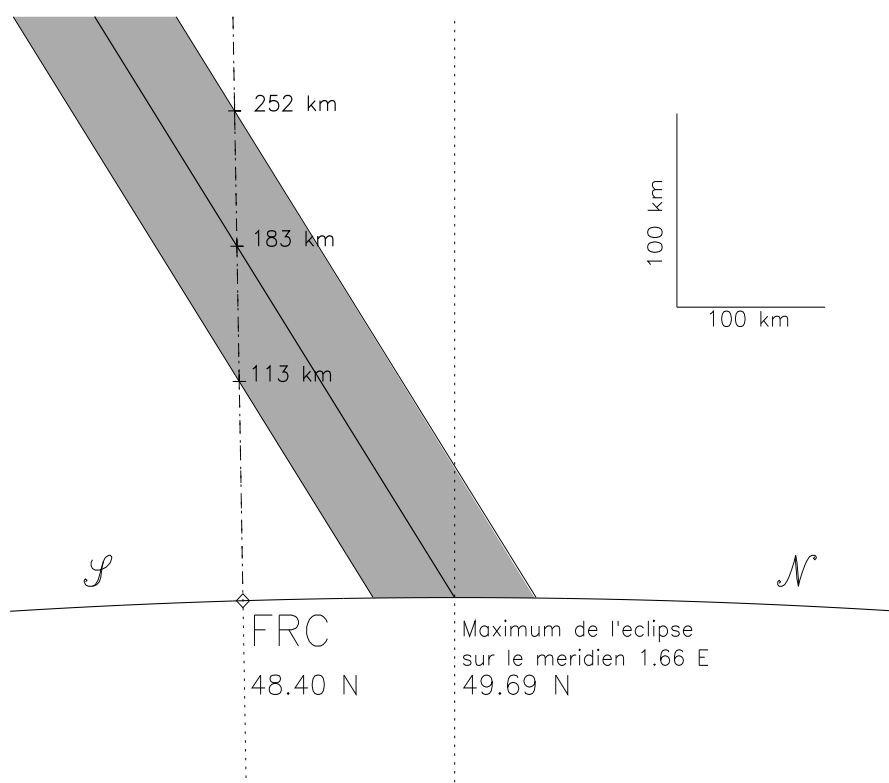


Figure II.2.2: *Projection de l'ombre de l'éclipse dans le plan vertical du méridien de Francourville ( $1.66^\circ N$ ) à l'instant de l'éclipse totale et maximale.*

Pour être précis sur la valeur du degré d'obscurité en tous les points de sondage du réseau HF, nous utilisons les éléments de Bessel et les valeurs des coefficients calculés pour l'éclipse du 11 août 1999 inclus dans le rapport du Bureau Des Longitudes (voir Annexe E pour plus de détails sur le calcul du degré d'obscurité). Le 11 août 1999, le degré d'obscurité maximal à une altitude de 200 km, soit une altitude proche de celle de réflexion des liaisons Doppler, vaut :

Point de sondage	Degré d'obscurité (%)
FRC (verticale)	100.0
FRC-BLC	100.0
FRC-LBD	99.1
FRC-BRN	100.0

En plus d'être totale au dessus de Francourville, l'éclipse l'était aussi pour tout le réseau à 200 km. Le 11 août 1999, les mesures Doppler ont été les premières réalisées sous une éclipse totale.

Pour connaître les paramètres plasma de formation de l'ionosphère, nous utiliserons la variation temporelle du degré d'obscurité dans l'ionosphère pour une altitude donnée.

### II.2.1.2 Conditions géomagnétiques le 11 août 1999

Le flux solaire à 10.7 cm constitue un indice de référence pour l'activité solaire. Il donne aussi une bonne idée du flux ultraviolet. Le 11 août 1999 ce flux était de 127, soit une valeur basse de l'activité solaire, en comparaison des fluctuations mesurées pendant 4 rotations solaires (figure II.2.3).

L'indice  $K_p$  sur la période tri-horaire de 9 à 12 heures TU était de 1 et la somme des  $K_p$  sur la journée est de 12+. L'activité magnétique était donc faible. Ceci apparaît sur les mesures des différentes composantes du champ magnétique, réalisées à Chambon la Forêt, qui ne montrent pas de fortes perturbations. A titre indicatif, on montre sur la figure II.2.4 l'effet d'un fort orage magnétique ( $K_p = 8-$ , entre 18 et 21 heures TU) ayant eu lieu dans la nuit du 30 au 31 Juillet 1999 (courbe en pointillés). Les variations des composantes du champ magnétique et du champ total (en trait continu) entre le 9 et le 13 août 1999 montre aucune fluctuation aussi intense. La période de l'éclipse est indiquée en rouge. L'éclipse a produit un effet sur les mesures magnétiques car le passage de la zone d'ombre perturbe les systèmes de courants globaux produits par les marées atmosphériques. Il apparaît principalement sur la composante Z et le champ total F par une remontée alors que l'on s'attend à une lente décroissance jusqu'à 12:00 TU par comparaison avec l'évolution des jours précédents et suivants.

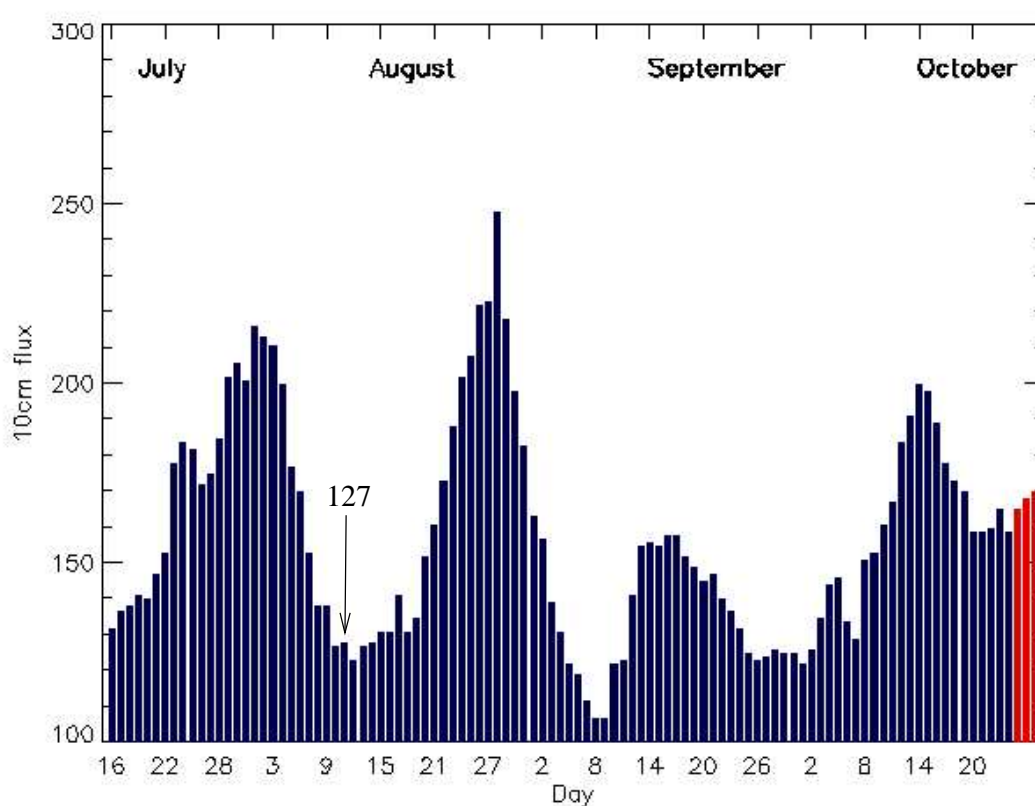


Figure II.2.3: Variation du flux solaire sur la durée de 4 rotations de l'étoile entre Juillet et Octobre 1999. Le 11 août 1999, marqué par une flèche, est à un minimum de ce flux ( $F_{10.7} = 127$ ). Cette figure a été prise sur le site web du centre de prévision de l'activité solaire et géomagnétique de l'Observatoire de Paris Meudon (<http://previ.obspm.fr/previ/graphiques.htm>).

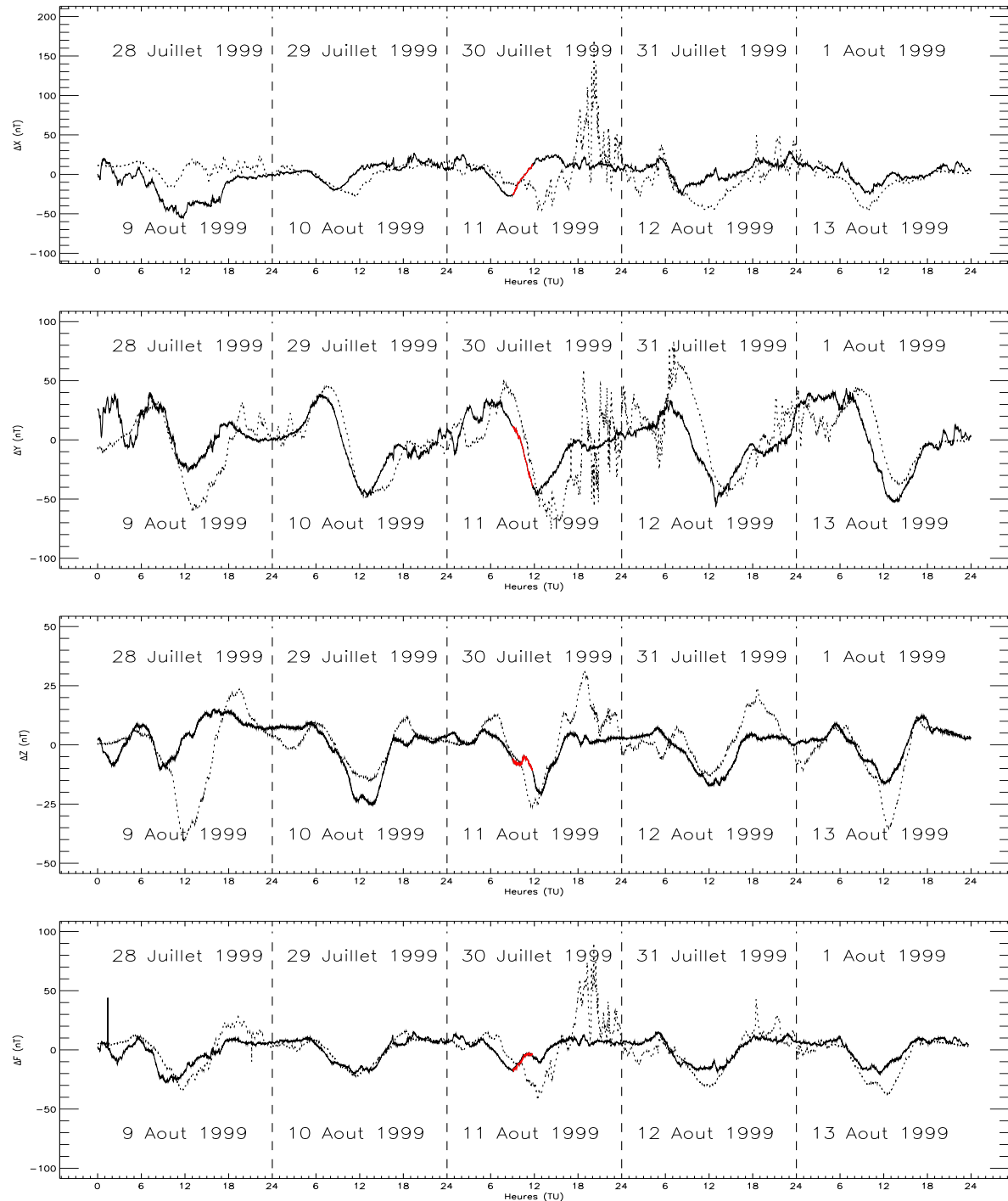


Figure II.2.4: Variation du champ magnétique  $F$  et de ses 3 composantes ( $X$ : Est-Ouest,  $Y$ : Nord-Sud,  $Z$ : verticale) mesurés à Chambon la Forêt. Comparaison de la série du 9 au 13 août relativement calme magnétiquement (en trait continu) avec la série du 28 Juillet au premier août 1999 (en pointillés) où un fort orage magnétique, le 30 Juillet, a perturbé l'ionosphère. La période de l'éclipse est surlignée en rouge.

### II.2.1.3 Mesures réalisées à Francourville

Nous avons vu dans le chapitre précédent que deux mesures HF simultanées sont réalisées à la station de Francourville : tout d'abord des ionogrammes pour connaître le profil de densité électronique et ensuite des mesures Doppler à partir de 4 liaisons HF en onde continue (3 liaisons à 4.624 MHz, et 1 liaison à 3.849 MHz). Nous présentons ici les mesures brutes avec leurs premiers traitements.

#### Ionogrammes

Avec l'ionosonde de Francourville, les mesures ont été réalisées le 11 août 1999 à la fréquence d'un ionogramme par minute. La période d'observation que l'on considère entre 7: 00 et 14: 00 TU est décrite par 420 ionogrammes. Le 12 août 1999, ayant des caractéristiques magnétiques semblables à celle du 11 août ( $K_p = 3-$ ), nous sert de jour de contrôle; les ionogrammes ont été enregistrés dans les mêmes conditions. Chacun des ionogrammes a été analysé manuellement pour relever les paramètres plasma (fréquences critiques), puis inversé avec un logiciel utilisant la méthode POLAN [Titheridge, 1985].

Les ionogrammes du 11 août font apparaître la présence de nombreuses irrégularités dans la trace dans la région F1 entre 10: 15 et 10: 40 TU. Un exemple d'ionogramme est présenté sur la figure II.2.5. Ces irrégularités peuvent s'interpréter comme la présence d'une vallée d'ionisation dans le profil de densité électronique au dessus de la fréquence critique  $f_{oF1}$ . Cette couche supplémentaire qui apparaît uniquement dans des conditions d'éclipse est appelée  $F1_{1/2}$ . Elle peut être due au fait que les taux de perte n'ayant pas la même valeur aux différentes altitudes, les régions plus basses se reconstituent plus vite que celles plus hautes [Minnis, 1955; Ratcliffe, 1956a et b; Rishbeth, 1968]. Cette couche  $F1_{1/2}$  augmente habituellement en altitude et en fréquence en même temps que le temps avance.

On représente sur la figure II.2.6 les variations des fréquences critiques des régions E, F1 et F2, ainsi que celle des irrégularités  $E_s$  présentes, surtout le 11 août. On constate entre le début et la fin de l'éclipse une forte dépression de densité électronique, très nette pour les régions F1 et E, et moins nette pour la région F2. Par comparaison, la journée du 12 août 1999 ne présente pas du tout cette forte diminution de densité électronique entre 9: 00 et 12: 00 TU. On note seulement de légères fluctuations. Le 11, on remarque aussi la très forte couche  $E_s$  occultante entre 12: 30 et 13: 30 TU. Cette couche a été observée par toutes les ionosondes européennes à des heures différentes, notamment à Rome où elle a atteint un maximum de 8 MHz au moment du maximum du degré d'obscurité en Italie. Enfin, on note la présence d'ondes de gravité qui se manifestent sur ces courbes par des fluctuations de zones sur-denses puis sous-denses, par exemple vers 8: 40 TU.



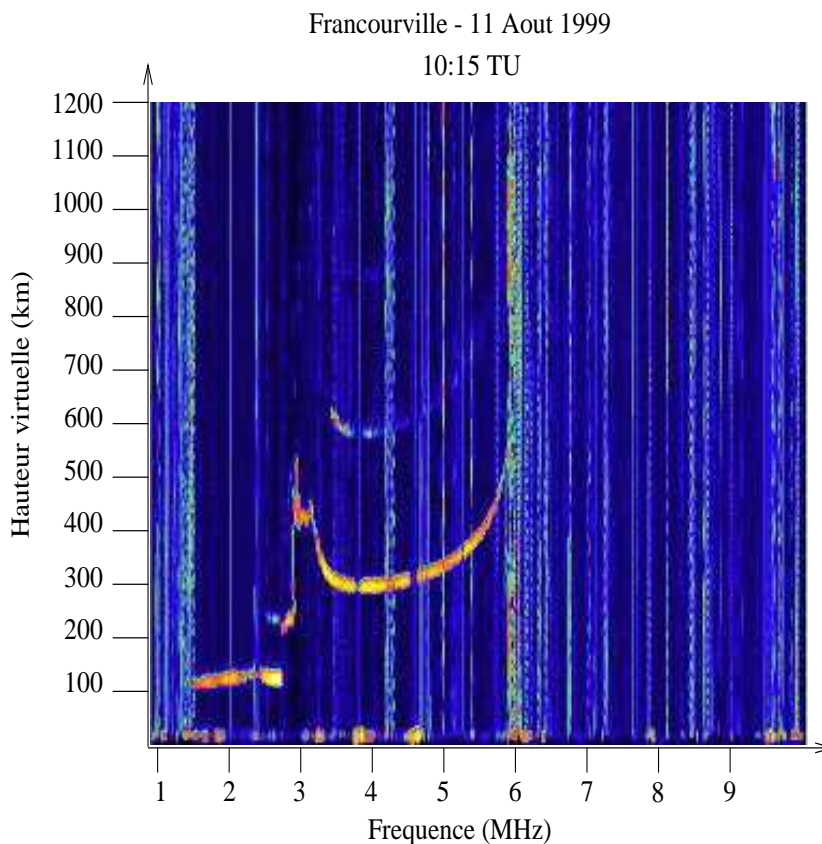


Figure II.2.5: Ionogramme du 11 août 1999 à 10: 15 TU. On voit apparaître des irrégularités dans la trace entre 3 et 4 MHz qui sont le signe de la formation d'une sous-couche entre les régions F1 et F2, appelée  $F_{1/2}$ .

L'inversion des ionogrammes par le programme POLAN nous donne les hauteurs réelles des profils de densité électronique. On représente sur la figure II.2.7 pour des iso-densités électroniques la variation de hauteur réelle. On constate une tendance globale à une légère décroissance des altitudes entre 7 et 12 heures TU, surtout pour les fréquences 3.5 à 5.0 MHz. Il s'agit évolution quotidienne habituelle. Une augmentation de la hauteur, dont la durée est fonction de la fréquence, se produit au moment de l'éclipse. A 3.5 MHz, cette augmentation commence à 9: 30 TU et se termine à 10: 40 TU; à partir de 5.75 MHz, le début et la fin de cette augmentation se confondent avec le début et la fin de l'éclipse. Enfin, cette augmentation est symétrique par rapport à l'instant de l'éclipse totale à 3.5 MHz, mais elle est retardée pour les fréquences plus élevées (à partir de 4.75 MHz) avec l'apparition d'un pic autour de 10: 35 TU. Cette évolution a aussi été observée par Jun et al. [1988].

La variation de la hauteur réelle des fréquences critiques  $f_{oF1}$  et  $f_{oF2}$  est représentée respectivement en trait continu noir et pointillé noir. La hauteur réelle de la région F1 reste globalement



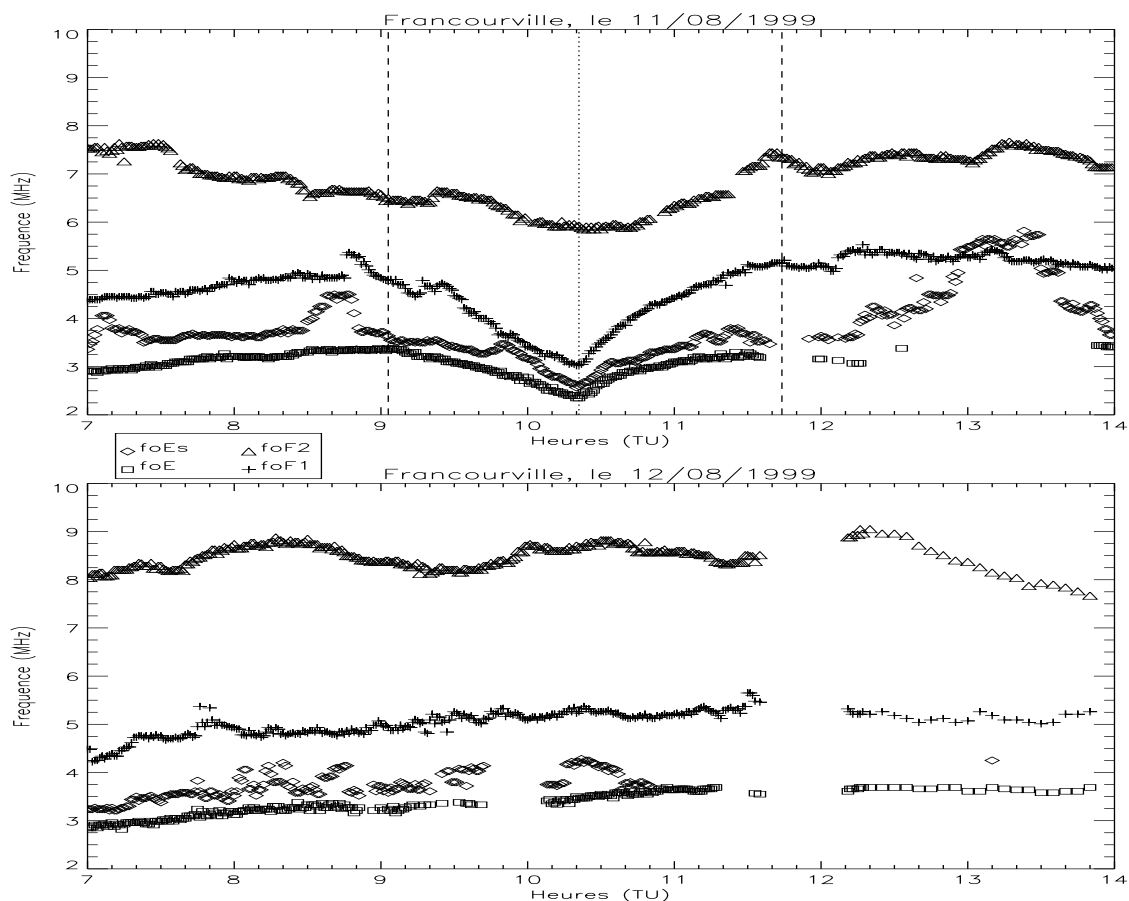


Figure II.2.6: Variation des fréquences critiques ( $f_{oE}$ ,  $f_{oEs}$ ,  $f_{oF1}$ ,  $f_{oF2}$ ) le 11 et le 12 août 1999. Le 11 août, l'instant d'éclipse totale est indiqué par une ligne en pointillé, les instants de début et de fin de l'éclipse par des tirets. L'absence de données entre 11:40 et 12:15 le 12 août est dû à un incident technique; à la suite de cet incident le système d'acquisition a réalisé des mesures toutes les 5 minutes.

la même, on note seulement un léger fléchissement entre 9:30 et 11:00 TU. Les variations de la région F2 suivent globalement le schéma détaillé dans le paragraphe précédent pour les plus hautes fréquences.

Les fluctuations de période 10-30 minutes sont essentiellement dues à des ondes de gravité.

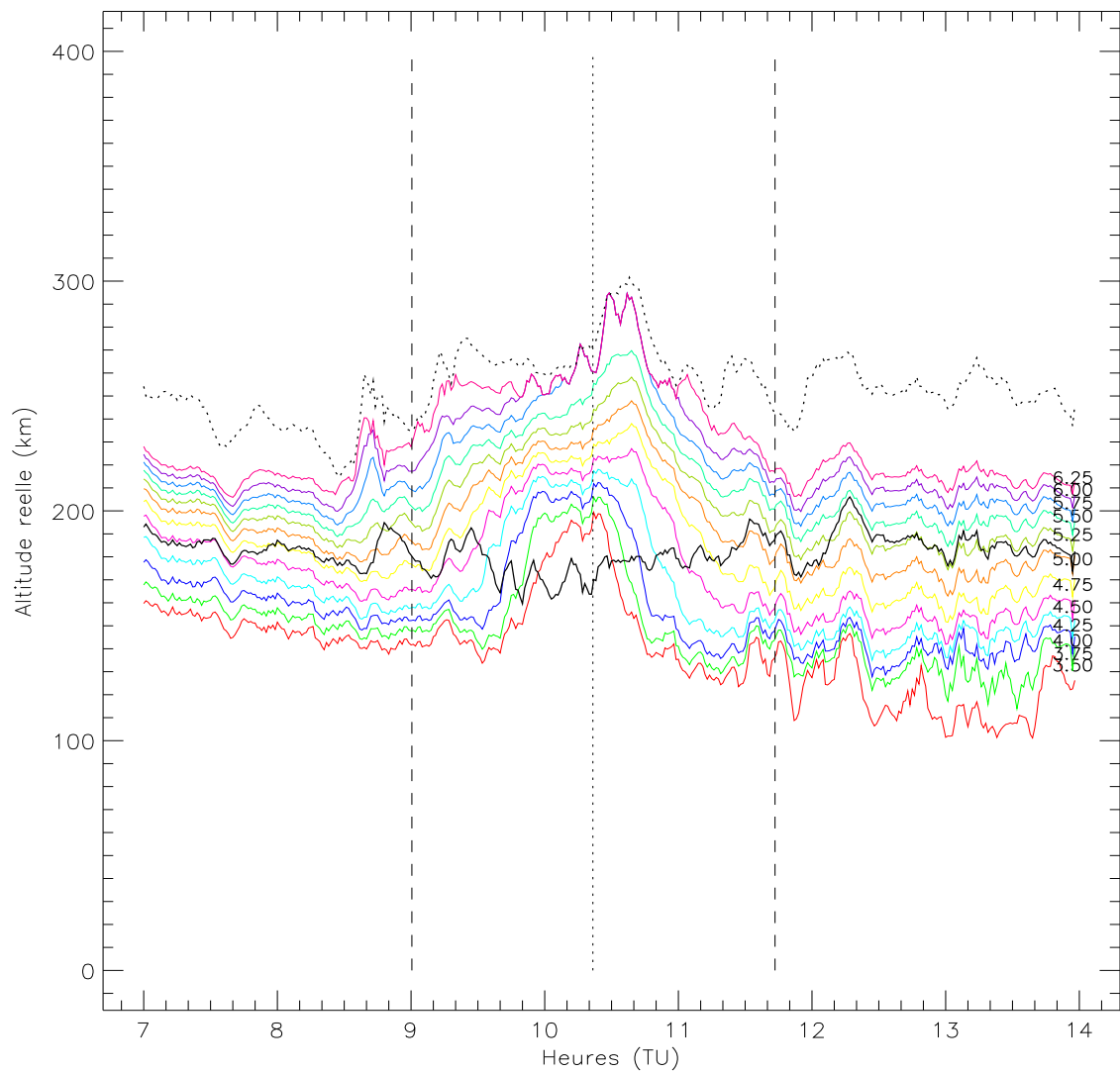


Figure II.2.7: Variations de l'altitude réelle déduite des ionogrammes après inversion pour des iso-densités électroniques entre  $0.15 \cdot 10^6$  (3.5 MHz) et  $0.49 \cdot 10^6$   $\text{cm}^{-3}$  (6.25 MHz). La courbe en trait continu et pointillé noir représentent la variation de l'altitude réelle des maxima d'ionisation  $f_oF_1$  et  $f_oF_2$  respectivement.

## Mesures Doppler

La figure II.2.8 montre les mesures Doppler réalisées pendant la durée de l'éclipse entre 9: 00 et 12: 00 TU. On voit apparaître sur les 3 voies du réseau une première fluctuation importante vers 9: 30 TU, puis juste après l'instant d'éclipse totale (10: 21 TU) jusqu'à 11: 00 TU on note 2 ou 3 fluctuations importantes atteignant un décalage Doppler supérieur à 1 Hz (soit plus de 30 m/s). On voit enfin apparaître à partir de 11: 30 sur la voie BRN une trace diffuse due à la présence d'irrégularités  $E_s$  qui étaient également visibles sur les ionogrammes.

Différemment, la voie BLC1 présente une première fluctuation importante à 9: 45 TU, et après l'instant de l'éclipse totale, une seule fluctuation importante mais plus longue, persistant jusqu'à 10: 45 TU.

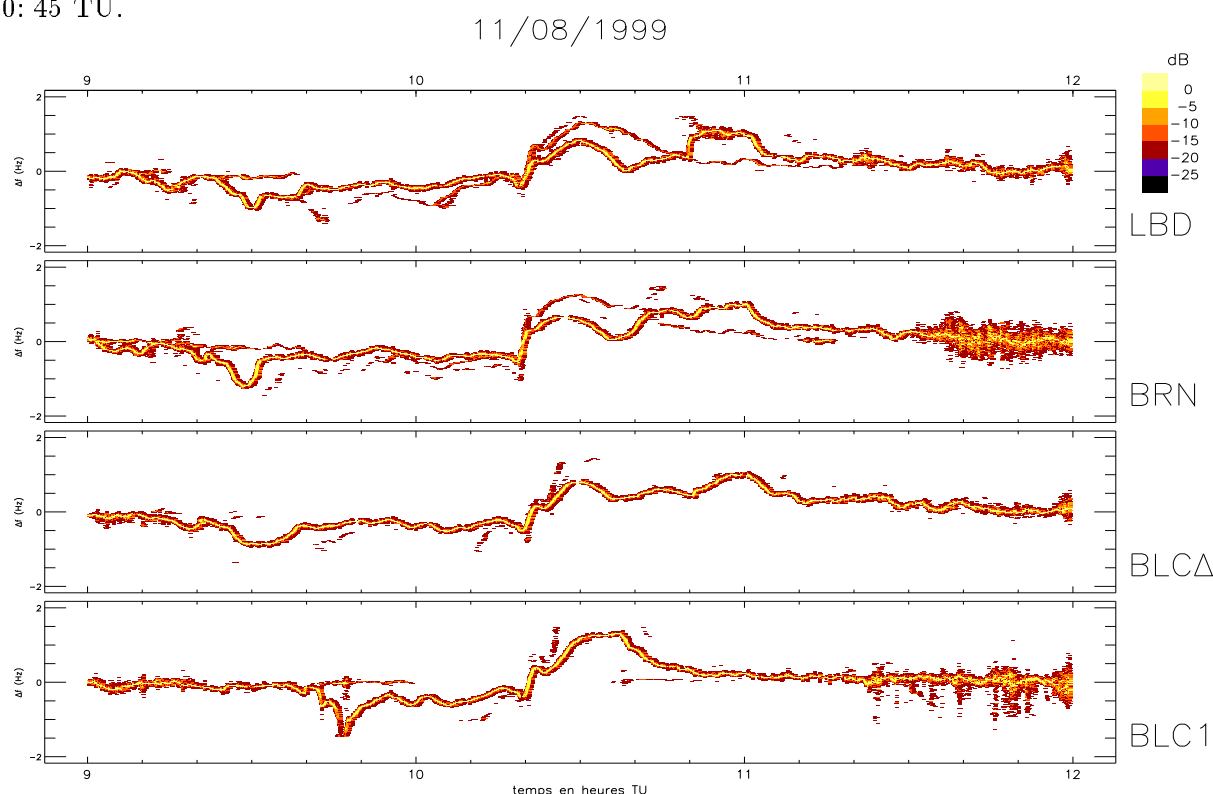


Figure II.2.8: Mesures Doppler réalisées pendant l'éclipse. Les spectrogrammes des voies LBD, BRN et BLC $\Delta$  ont été réalisés à la fréquence de 4.624 MHz, et ceux de la voie BLC1 à la fréquence 3.849 MHz. Le mode ordinaire est le mode de propagation favorisé; le mode extraordinaire apparaît sous la forme d'une seconde trace discontinue avec une amplitude inférieure.

La figure II.2.9 représente la variation du maximum de chacun des spectres des spectrogrammes de la figure II.2.8 pour les voies du réseau entre 7:00 et 14:00 TU. Cette représentation fait mieux apparaître les petites fluctuations comme celles entre 8:30 et 9:30 TU qui sont dues à des ondes acoustiques et de gravité. Entre 12:30 et 13:30 TU, les fortes perturbations sont dues à la partie la plus dense du nuage d'irrégularités  $E_s$  observées aussi sur les ionogrammes. Ce nuage arrive du Sud (le point de sondage de LBD est le premier touché).

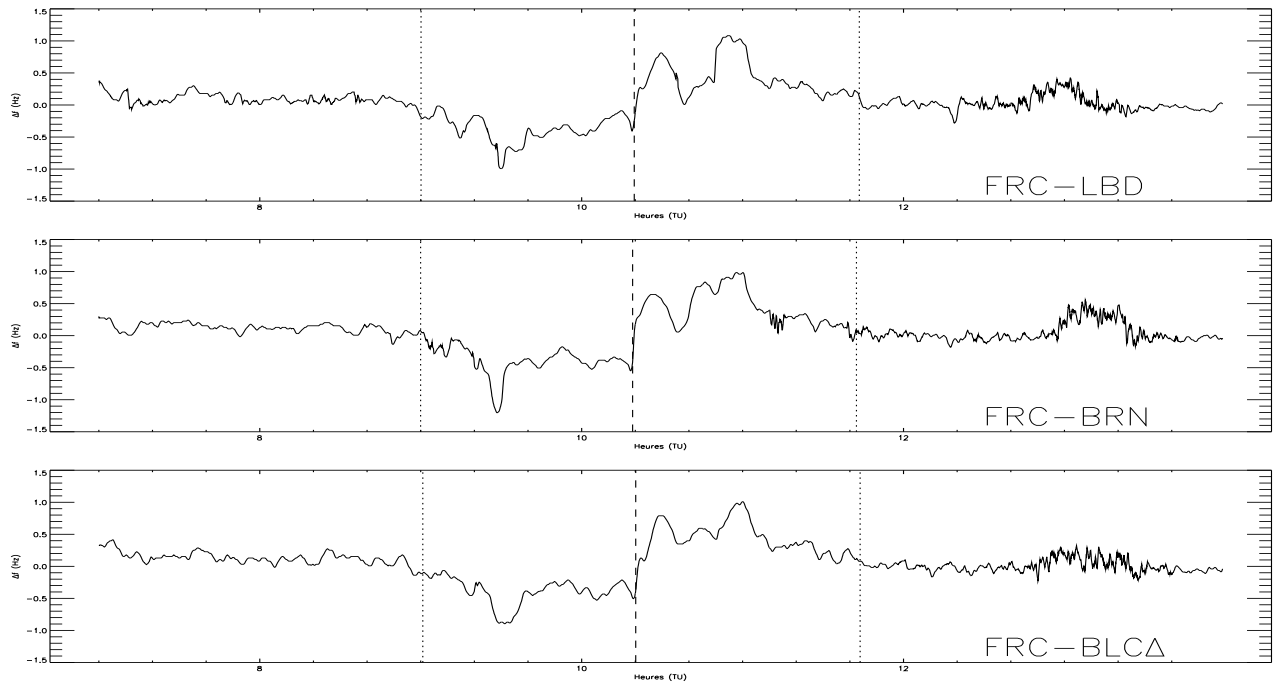


Figure II.2.9: Variation du décalage Doppler déduit des spectrogrammes pour les trois voies du réseau entre 7:00 et 14:00 TU.

On peut vérifier simplement que l'inversion des hauteurs virtuelles en hauteurs réelles est correcte. Pour ceci nous comparons sur la figure II.2.10 la variation de la hauteur réelle par rapport à l'altitude mesurée à 7:00 TU, déduite des ionogrammes, avec la variation de l'altitude de réflexion des trois points de sondage Doppler, déduite du décalage Doppler. Ces variations sont de même amplitude, validant l'inversion réalisée par POLAN. Le sondage du réseau s'effectue entre 160 et 220 km, donc intégralement dans la région F1.

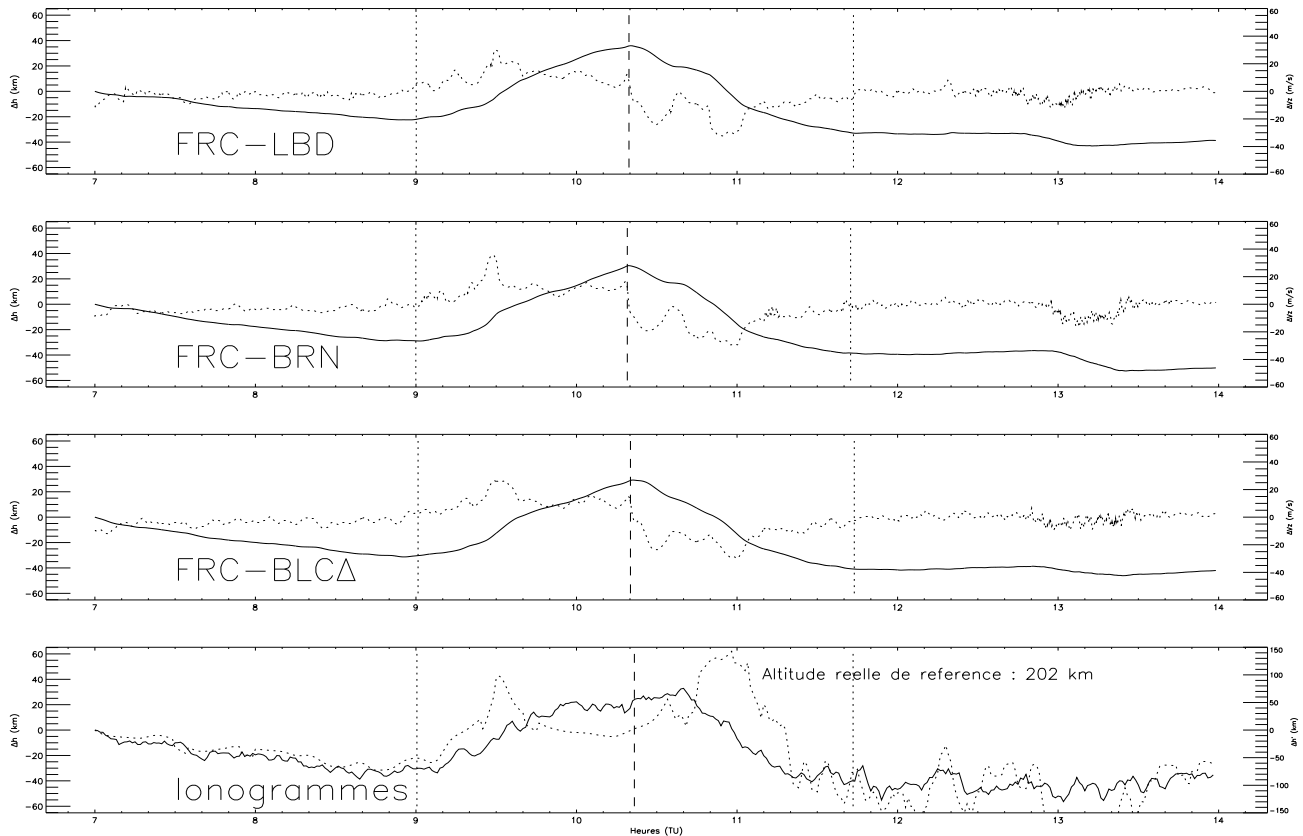


Figure II.2.10: Vérification du bon ordre de grandeur des hauteurs réelles trouvées par inversion des ionogrammes et évaluation de la gamme d'altitude sondée à 4.624 MHz. On intègre la vitesse verticale (en pointillée) déduite du décalage Doppler pour donner la variation d'altitude de réflexion par rapport à celle de 7:00 TU. Pour les ionogrammes, on trace la variation de hauteur virtuelle (en pointillé) et de hauteur réelle (trait continu). La forme et l'ordre de grandeur des variations de hauteur obtenues par ces deux méthodes sont très bien corrélés.

#### II.2.1.4 Evolution des paramètres plasma

Depuis les premiers jours de la recherche sur l'ionosphère, un grand intérêt a toujours été porté pour des éclipses solaires. Deux cents publications ont été recensées concernant ce sujet entre 1912 et 1955 par Beynon et Brown [1956]. Les observations réalisées pendant une éclipse offrent une opportunité spéciale d'étudier à la fois les rayonnements solaire ionisant et l'ionosphère terrestre. La plus grande partie des études ont été menées avec des ionosondes. Pour déterminer les taux de production et de pertes d'ionisation, l'approche classique de l'analyse des données d'éclipse utilise l'équation de continuité pour la densité électronique. D'autres études, menées plus récemment avec des radars à diffusion incohérente, discutent des processus thermique et de transport.

La région F1 est formée par le rayonnement ultra violet, entre 17.0 et 91.1 nm. Cette région est la zone de transition entre le processus de perte par recombinaison dissociative suivant une loi en carré et celui par échange de charge suivant une loi de type linéaire [Ratcliffe, 1956b]. Pour la région F2, la densité électronique est plus forte car cette région bénéficie d'un fort transport par diffusion ambipolaire et de dérive le long des lignes de force du champ magnétique. Ce transport peut devenir plus important que les contributions des termes de production et de pertes locaux au dessus d'une certaine altitude.

Nous allons nous concentrer sur l'analyse des effets de l'éclipse sur la région F1. En effet, il semble difficile de discuter les effets de l'éclipse dans la région F2. De nombreux articles montrent des résultats contradictoires concernant la variation de l'altitude et de la fréquence critique du maximum de densité électronique de la région F2 pendant une éclipse. Certains les voient augmenter, d'autres diminuer. Cette évolution différente en fonction des éclipses peut être due au fait que la durée de vie des électrons au dessus de 250 km devient plus longue que la durée de l'éclipse elle-même [Ratcliffe, 1956b]. Ceci empêcherait l'ionosphère de suivre le changement du flux solaire induit par l'éclipse [Evans, 1967; Salah et al., 1986; Walker et al., 1991; Cheng et al., 1992; Kolokolov et al., 1993]. Cheng et al. [1992], en particulier, montrent lors de l'étude d'une éclipse en Extrême Orient que l'effet fontaine (dont nous avons vu le principe au chapitre I.1) domine en région F2 dans la zone tropicale, et que les effets de l'éclipse sur la région F2 se manifestent seulement au dessus de l'équateur magnétique en perturbant le fonctionnement de l'effet fontaine.

Un effort particulier de modélisation existe depuis les années 1980 [Ridley et al., 1984; Roble et al., 1986; Fritts et Luo, 1993; Müller-Wodarg et al., 1998]; ces modélisations montrent l'importance des changements de composition de l'ionosphère. Müller-Wodarg et al. [1998] ont déterminé les effets de l'éclipse du 11 août 1999 sur la composition de l'ionosphère. Les résultats les plus importants sont présentés dans la suite de ce chapitre.

### Calcul des taux de perte $\alpha$ et $\beta$ de la région F1

L'ionosphère est formée par l'ionisation des gaz atmosphériques tels  $N_2$ ,  $O_2$  et  $O$ . L'énergie requise pour l'ionisation est apportée par le rayonnement solaire UV et X. Une fois formés, les ions et les électrons se recombinent et réagissent avec d'autres espèces gazeuses pour produire d'autres ions. Il s'établit alors un équilibre dynamique dans laquelle la densité électronique dépend de la vitesse relative des processus de production et de pertes. On résume cet équilibre dans l'équation de continuité appliquée à la densité électronique :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q - L - \vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) \quad (\text{II.2.1})$$

où  $q$  est le taux de production,  $L$  le taux de perte et  $\vec{\nabla} \cdot (n\vec{v})$  la perte ou le gain d'électrons par transport,  $\vec{v}$  étant la vitesse moyenne de dérive.

Nous allons considérer pour le calcul des taux de perte dans la région F1 que le transport est négligeable.

On rappelle que la production d'ions et d'électrons se fait par photoionisation. La région F1 absorbe la plus grande partie de l'énergie du spectre solaire entre 20 et 90 nm. On remarque sur la figure II.2.11 que le taux d'ionisation au midi solaire ( $Z=0^\circ$ ) dans la région F1 vaut  $2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

En ce qui concerne les taux de pertes, la région F1 est la zone de transition entre deux processus de perte : la recombinaison dissociative et l'échange de charge. Le processus de recombinaison dissociative implique les ions moléculaires :  $e + XY^+ \rightarrow X + Y$ , et s'effectue avec un taux moyen de  $10^{-13} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  pour les régions E et F1. Dans la région F1 la principale réaction est  $e + NO^+ \rightarrow N + O$ . Quand la concentration de l'ion atomique  $O^+$  est supérieure à celle de  $NO^+$ ,  $O^+$  est d'abord converti en ion moléculaire par une réaction d'échange de charge comme  $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$  ou  $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$ . La réaction d'échange de charge est plus lente que la réaction de recombinaison dissociative. La première des deux réactions contrôle la vitesse de perte.

On écrit pour chacun des processus de perte l'équation de continuité :

- recombinaison :  $\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2$
- échange de charge :  $\frac{dn}{dt} = q - \beta n$

Nous avons vu sur la figure II.2.7 que l'altitude du pic de la région F1 est restée relativement constante autour de 180 km entre 7 et 14 heures TU. Pour le calcul des taux de pertes, nous les considérerons comme constant.

Avant de calculer ces taux, nous allons déterminer quel processus est majoritaire dans la région F1 en fonction du temps. De nombreux auteurs ont déjà montré qu'à l'instant de l'éclipse

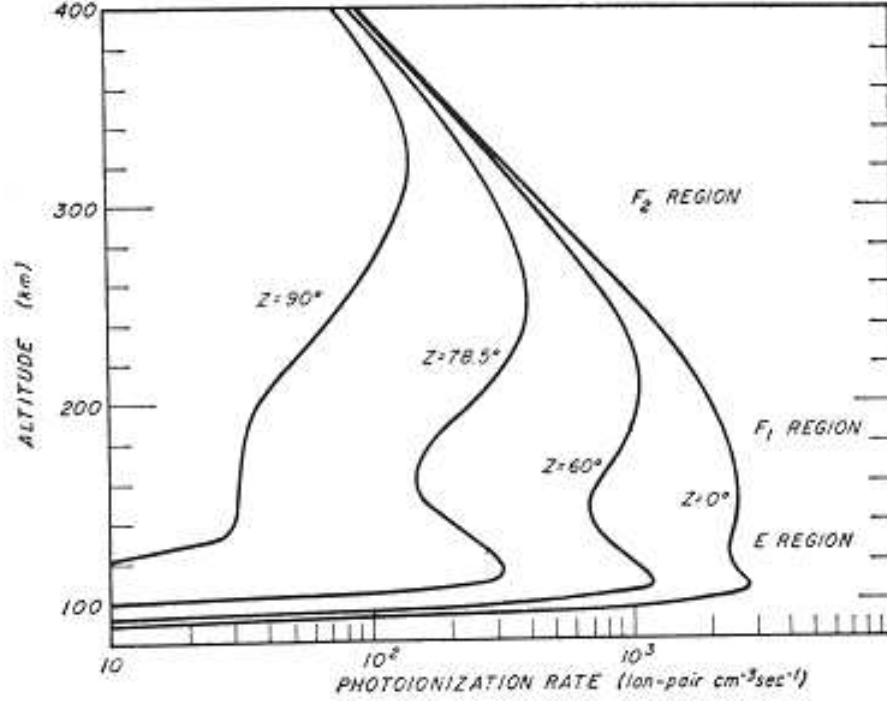


Figure II.2.11: Variation du taux d'ionisation avec l'angle zénithal solaire ( $Z$ ) [Watanabe et Hinterreger, 1962].

totale le processus majoritaire est la recombinaison dissociative [Minnis, 1955; Ratcliffe, 1956; Rishbeth, 1968; Walker et al., 1991; Cheng et al., 1992].

Si l'on considère que l'énergie solaire est parfaitement distribuée sur le disque solaire, le taux de production pendant l'éclipse s'écrit ainsi

$$q = QS \cos(\chi) \quad (\text{II.2.2})$$

où  $S$  est la fraction du disque solaire non éclipsée ( $S=0$  pour l'éclipse totale),  $\chi$  l'angle zénithal solaire, et  $Q$  le taux d'ionisation quand  $\chi = 0$  et  $S=1$ . Dans les conditions de quasi-équilibre on peut réécrire les équations de continuité pour chacun des processus

$$QS \cos(\chi) = \alpha n^2 \quad (\text{II.2.3})$$

$$QS \cos(\chi) = \beta n \quad (\text{II.2.4})$$

A partir de ces équations, les variations de la densité du pic de la région F1 entre le 11 et le 12 août peuvent être exprimées comme une fonction du rayonnement solaire,  $S$ ,

- pour la recombinaison :

$$S = \left[ \frac{(n_{F1})_{11}}{(n_{F1})_{12}} \right]^2 = \left[ \frac{(f_{oF1})_{11}}{(f_{oF1})_{12}} \right]^4 \quad (\text{II.2.5})$$



- et pour l'échange de charge

$$S = \frac{(n_{F1})_{11}}{(n_{F1})_{12}} = \left[ \frac{(f_{oF1})_{11}}{(f_{oF1})_{12}} \right]^2 \quad (\text{II.2.6})$$

La figure II.2.12 présente dans sa partie supérieure la comparaison de la variation temporelle de  $f_{oF1}$  pour le 11 et le 12 août. La variation jour-à-jour avant et après l'éclipse est faible. Au moment de l'éclipse totale, on atteint une diminution de 43% de  $f_{oF1}$ , et de 65 % de la densité électronique du pic de la région F1. On remarque aussi une remontée plus rapide que la descente.

La partie inférieure de la figure II.2.12 présente la variation des rapports (II.2.5) et (II.2.6) déterminée à partir des données du réseau de Francourville et comparée à la fraction éclipsée du disque solaire. On constate que comme pour les études précédentes le processus majoritaire au moment de l'éclipse totale est la recombinaison dissociative. Par contre, ces études n'avaient pas indiqué le processus majoritaire au début et à fin de l'éclipse (où la condition de quasi-équilibre est valable). Les mesures présentées montrent que le processus majoritaire est l'échange de charge au début et à fin de l'éclipse. Ce changement de processus est normal si l'on considère la formule générale du taux de perte  $P = \frac{\beta \alpha n_e^2 [M]}{\alpha n_e + \beta [M]}$  où  $[M]$  est la densité des molécules  $M$  participant à l'échange de charge ( $A^+ + M \rightarrow A + M^+$ ). Si  $n_e$  est grand,  $P = \beta n_e$ , on est en présence d'un processus d'échange de charge. Si  $n_e$  est petit,  $P = \alpha n_e^2$ , on est alors en présence d'un processus de recombinaison dissociative. Ce que l'on observe pendant l'éclipse est bien le passage d'un processus de perte à l'autre en fonction de la densité électronique.

Des observations pendant une éclipse ont montré effectivement un changement d'ion majoritaire entre  $NO^+$  et  $O^+$ .

Evans [1965] a montré que la hauteur d'échelle des ions  $O^+$  a diminué de 210 jusqu'à 120 km, à l'instant du maximum d'obscurité. Salah et al. [1986] ont montré un résultat similaire concernant l'altitude de transition de la concentration majoritaire entre  $O^+$  et  $NO^+$ . Ils montrent que cette altitude monte d'une vingtaine de kilomètres plus haut au moment du maximum d'obscurité. Enfin, Roble et al. [1986] ont réalisé une simulation des effets de l'éclipse étudiée par Salah et al. [1986] (figure II.2.13). Ils montrent que, dans le cas sans éclipse, les ions  $O^+$  sont majoritaires devant  $NO^+$  à 180 km, mais que, dans le cas de l'éclipse, les ions  $NO^+$  diminuent de 50%, alors que les ions  $O^+$  diminuent de 60%, l'altitude de transition monte de 180 à 220 km. La région F1 est contrôlée uniquement par les ions  $NO^+$  pendant l'éclipse.

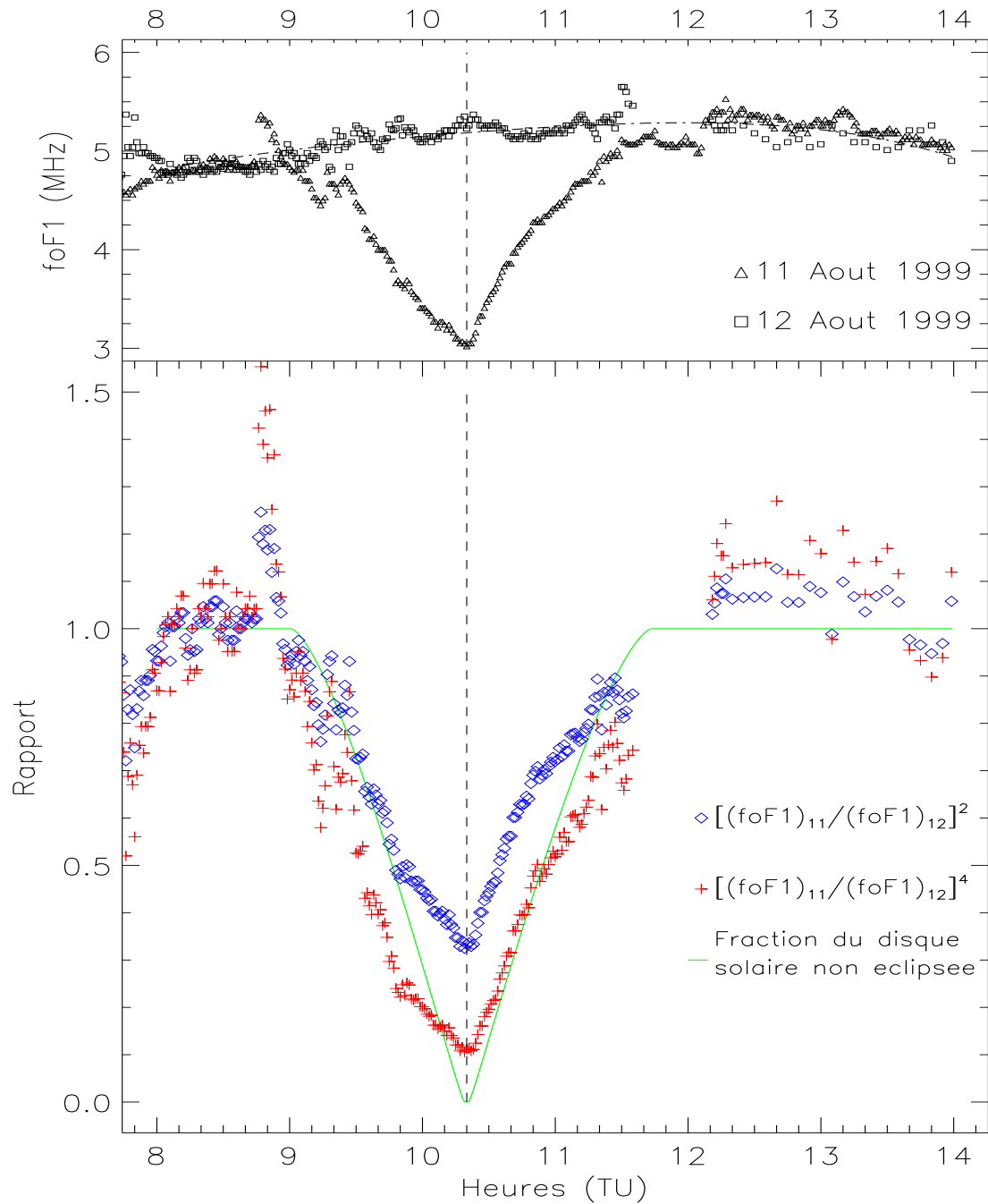


Figure II.2.12: Cadre supérieur : comparaison des  $f_oF1$  pour le 11 et le 12 Août 1999. Cadre inférieur : comparaison du terme de production (fraction du disque solaire non éclipsé) en vert avec le terme de perte (au carré pour l'échange de charge en bleu, et à la puissance 4 pour la recombinaison dissociative en rouge).

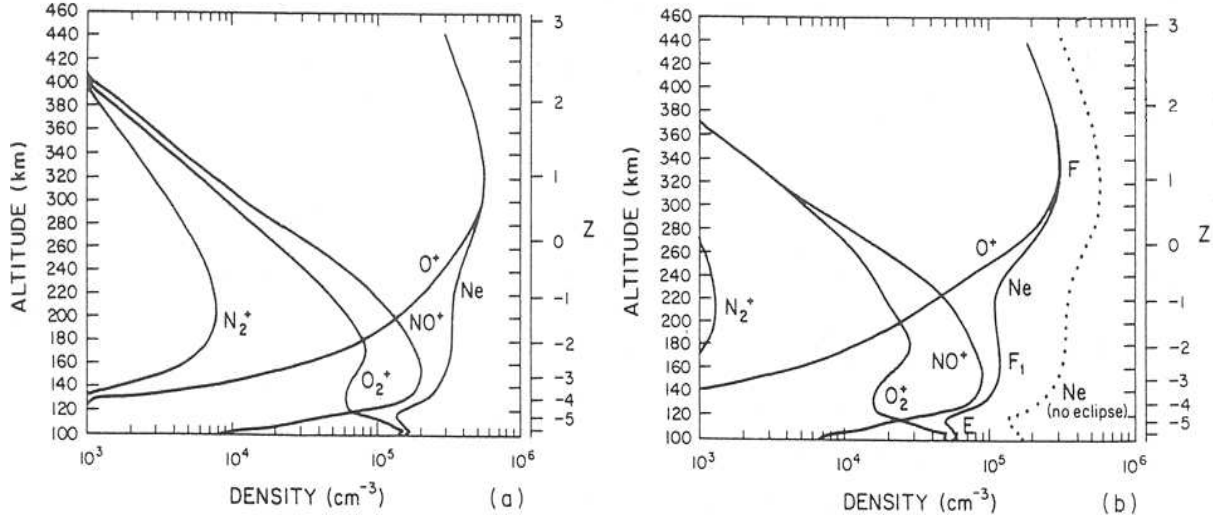


Figure II.2.13: *Modélisation des profils de densité ionique et électronique pour le cas d'une ionosphère non éclipsée (a) ou éclipsée (b) [Roble et al., 1986].*

Nous avons calculé les taux de pertes des deux processus en utilisant les équations respectives de continuité. On prend comme valeur du taux de production à 180 km  $2.0 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ , cohérente avec le modèle de Watanabe et Hinterreger [1962]. Le résultat du calcul est représenté sur la figure II.2.14. On restreint le domaine de validité du calcul à la zone (ou aux zones) où le processus correspondant est majoritaire. On trouve  $\alpha = 4.88 \pm 1.15 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  entre 10: 05 et 10: 40 TU, et  $\beta = 2.77 \pm 0.75 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  entre 9: 00 et 9: 30 TU et  $\beta = 6.58 \pm 0.40 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  entre 11: 00 et 11: 45 TU.

La valeur de  $\alpha$  est légèrement plus forte que celles données par Ratcliffe [1956a] et comprises entre  $0.2$  et  $2.6 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ . La valeur trouvée par Minnis [1955] de  $0.8 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  semble être celle la plus juste car il considère une source de rayonnement hétérogène et fait intervenir l'effet de la couronne solaire qui contribue pour environ 10% à l'ionisation de la région F1 et qui était négligée dans les approches précédentes. Cette contribution hétérogène pourrait expliquer, en partie, le fait que la fréquence critique ne diminue pas totalement dans le cas d'une éclipse totale. La variation de la source ionisante n'est pas pour autant la seule cause à ce phénomène. Il faut aussi prendre en compte la durée de vie des électrons à 180 km qui est supérieure aux 3 minutes d'éclipse totale. Le taux de perte par échange de charge n'a pas été déterminé par ces auteurs.

La valeur de  $\alpha$  trouvée ici est cohérente avec celles trouvées précédemment car elle est directement proportionnelle au taux de production qui n'a pas pu être déterminé avec nos mesures. Par contre, la valeur de  $\beta$  semble être du bon ordre de grandeur par comparaison avec les valeurs trouvées par Walker et al. [1991] à 240 km ( $1.0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) et à 280 km ( $0.4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ).

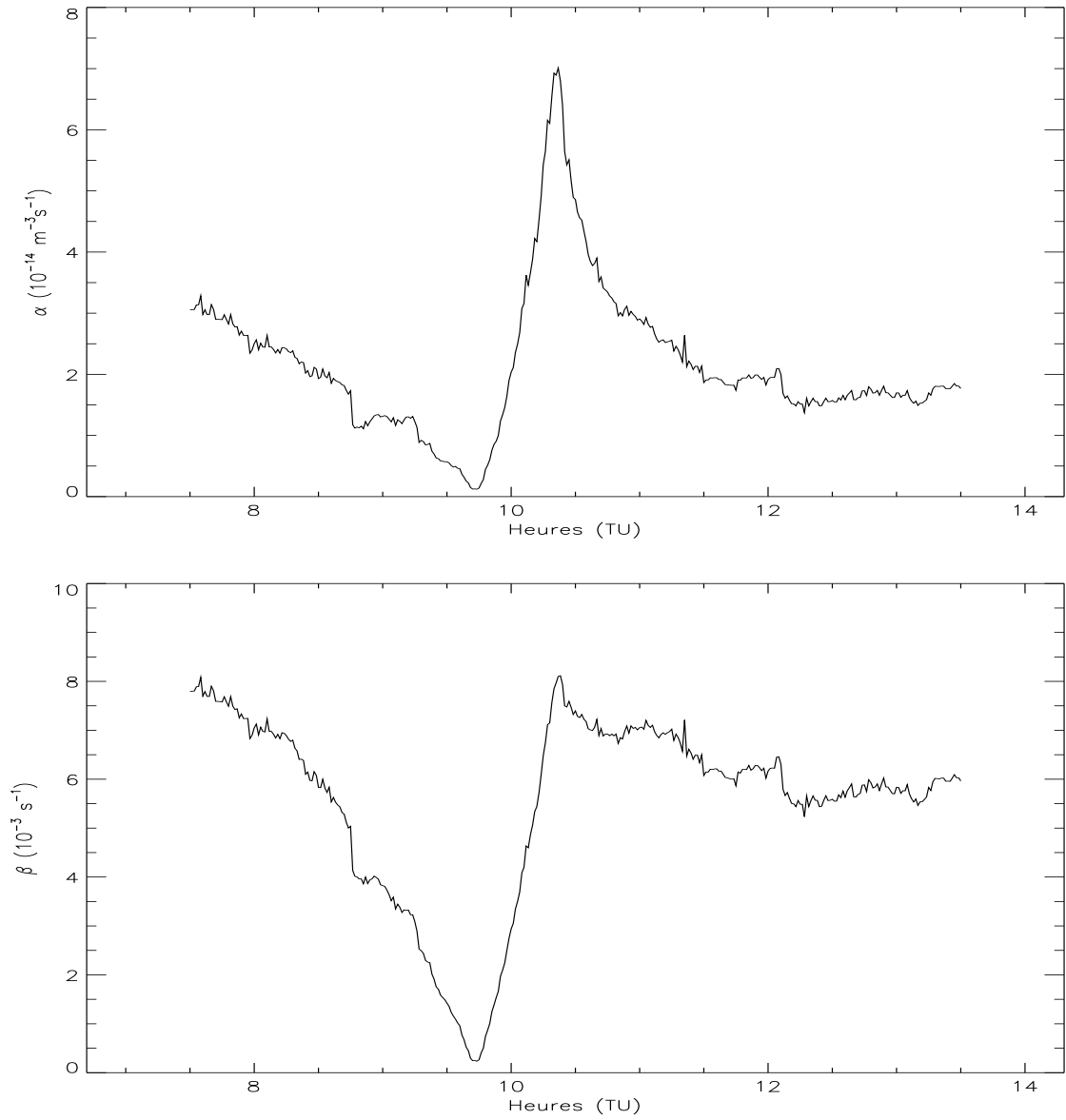


Figure II.2.14: Calcul des taux de pertes  $\alpha$  et  $\beta$  en utilisant les équations de continuité propres à chacun des deux processus de perte avec les données du 11 août entre 7 et 14 heures TU.

### Estimation de la vitesse verticale de transport

Si on ne prend en compte que les processus de production et de perte par recombinaison ou échange de charge dans l'ionosphère de jour et sans éclipse, le maximum de densité électronique doit se trouver au niveau de la région F1 autour de 180 km. Or on constate que ce maximum de densité se situe en région F2 beaucoup plus haut, entre 250 et 400 km (en moyenne 300 km), alors qu'aucun rayonnement ionisant solaire ne peut produire autant d'ions et d'électrons. Pour rendre compte de ce maximum en région F2, il faut prendre en compte le processus de diffusion qui devient plus important que la production quand l'altitude augmente et un temps de vie des ions et des électrons, beaucoup plus long qu'en région F1.

Dans la région F2, on considère que la production et les pertes par recombinaison sont négligeables. Seul compte le transport, l'équation de continuité devient

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) \quad (\text{II.2.7})$$

Si on ne considère que le mouvement vertical on a alors

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\partial nw}{\partial h} \quad (\text{II.2.8})$$

où  $w$  est la vitesse de dérive verticale et  $h$  l'altitude. Si on suppose que toute la dérive est due à la diffusion on peut écrire alors

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial h} \quad (\text{II.2.9})$$

avec  $D$  le coefficient de diffusion, donné par  $D = kT/(m\nu)$ , où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $m$  la masse de la particule et  $\nu$  la fréquence de collision.

Un plasma est composé de deux espèces minoritaires, les ions et les électrons. Initialement les ions, étant plus lourd, ont tendance à se positionner loin des électrons à cause de la gravité, mais la séparation de charge opposée résultante crée un champ électrique et exerce une force électrostatique sur toutes les particules chargées. On trouve en négligeant la masse des électrons par rapport à celle des ions que

$$nw = -D_p \left( \frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_p} \right) \quad (\text{II.2.10})$$

où on a le coefficient de diffusion ambipolaire  $D_p = k(T_e + T_i)/(m_i\nu_i)$  et la hauteur d'échelle  $H_p = k(T_e + T_i)/(m_i g)$ .  $T_e$  est généralement légèrement supérieure à  $T_i$ , mais si on les considère égale pour une estimation au premier ordre, on constate que la hauteur d'échelle des ions vaut exactement le double de celle de l'atome ou de la molécule neutre de cet ion.

Dans le cas où  $dn/dt=0$ , le flux montant de plasma est

$$nw = nD \left( \frac{1}{H} - \frac{1}{H_p} \right) \quad (\text{II.2.11})$$

où  $H$  est la hauteur d'échelle des gaz neutres.

Les données de l'éclipse, ionogrammes et mesures Doppler, nous permettent d'estimer cette vitesse de transport entre la région F1 et la région F2.

On représente sur la figure II.2.15 la variation temporelle de la densité électronique pour des altitudes fixes comprises entre 150 et 250 km. On constate que les courbes dans la gamme d'altitude de la région F1 (150 à 210 km) ont un minimum centré en l'instant de l'éclipse totale, alors que les courbes qui se situent dans la gamme d'altitude de la région F2 (230 et 250 km) ont un minimum en retard de  $20 \pm 1$  minutes par rapport à l'éclipse totale.

Un tel retard dans la région F2 a été mesuré auparavant par les auteurs suivants :

Auteurs	Retard mesuré en minutes	Technique de mesure
Cohen [1984]	20-50	Contenu Electronique Total (TEC)
Salah et al. [1986]	20-30	Diffusion incohérente
Walker et al. [1991]	20-40	Ionogramme
Kolokolov et al. [1993]	30-45	Ionogramme
Afraimovich et al. [1998]	10	TEC

L'écart trouvé à Francourville est du même ordre de grandeur que ce qui a été mesuré précédemment. La précision des mesures, déterminée par la fréquence de répétition des ionogrammes, est supérieure à 1 minute. Les mesures précédentes ne permettaient qu'une précision au mieux de 5 minutes. Si on considère que la formation de la région F2 ne se fait que par transport, ce retard est dû au temps de transport de la région F1 vers la région F2. On en déduit donc une vitesse de transport de l'ordre de  $16.7 \pm 0.8$  m/s, entre 210 et 230 km.

Cette mesure par les ionogrammes est en bon accord avec celles déduites des mesures Doppler réalisées entre 230 et 210 km entre 10:21 et 10:40 TU. On trouve une vitesse maximale de la descente de la couche de 26 m/s, et une vitesse moyenne de 14.8 m/s. La vitesse à laquelle descend la couche correspond à la vitesse à laquelle les électrons arrivent aux altitudes plus élevées.

Salah et al. [1986] ont mesuré avec le radar à diffusion incohérente de Millstone Hill la vitesse de dérive verticale des ions entre 5 et 20 m/s (20 m/s au moment du maximum d'obscurité). Enfin, une vitesse verticale de cet ordre de grandeur est nécessaire pour rendre compte des mesures dans les simulations numériques (Almeida et al. [1972]: 30 m/s; Ridley et al. [1984]: 8 m/s; Roble et al. [1986]: 10 m/s).

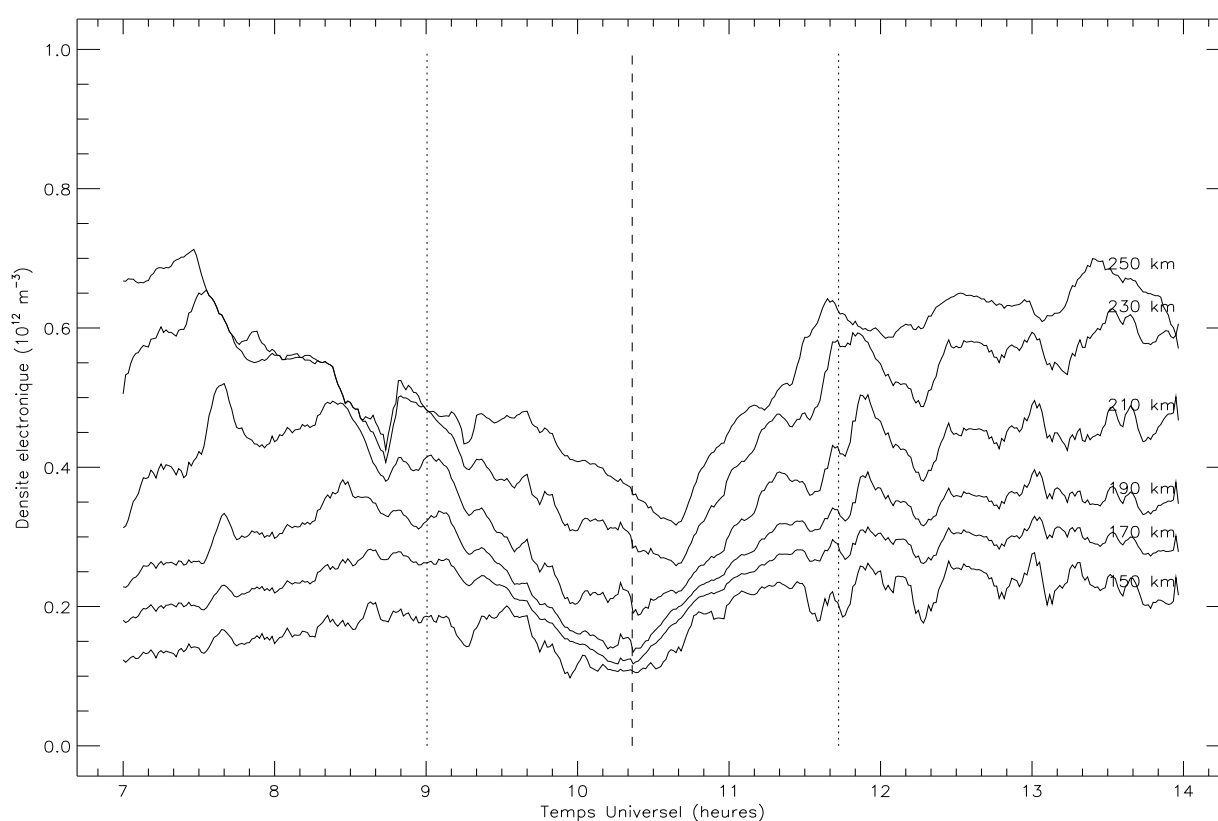


Figure II.2.15: Variation temporelle de la densité électronique le 11 août 1999 à différentes altitudes à partir des profils réels de densité électronique. Les tirets verticaux indiquent l'instant d'éclipse totale, et les pointillés le début et la fin de l'éclipse. Le minimum d'ionisation dans la région F1 (170 km) se produit au moment du maximum de l'éclipse. Il se produit dans la région F2 (250 km) avec un retard de 20 minutes.

### II.2.1.5 Mesure de l'onde de gravité créée par l'éclipse

#### Historique

La recherche d'ondes de gravité après une éclipse a commencé en 1970. Chimonas et Hines [1970] ont supposé que le passage supersonique de l'ombre de la Lune sur l'atmosphère terrestre génère une onde de gravité. Ils ont prédit une perturbation de la pression absolue de l'ordre de  $10^{-5}$  au niveau du sol et de  $10^{-1}$  à 200 km dans l'ionosphère.

Par la suite deux modèles de génération d'ondes ont été proposés pour expliquer les mesures d'ondes de pression au niveau du sol (excitation du mode de Lamb [Chimonas, 1973]) et celles de perturbations ionosphériques itinérantes (modèle de l'onde de sillage [Chimonas, 1970; Chimonas et Hines, 1971]). La première catégorie de modèle postule l'excitation d'ondes de gravité externes résultant du refroidissement de la basse troposphère autour de 10 km. La deuxième catégorie suppose l'excitation d'ondes de gravité internes par le refroidissement de la couche d'ozone près de la stratopause vers 50 km d'altitude.

Les mesures réalisées au sol et dans l'ionosphère montrent une très grande variabilité d'une éclipse à une autre.

#### *Mesures au sol*

En accord avec la théorie de l'onde de sillage, Goodwin et Hobson [1978] ont mesuré au sol des fluctuations de pression ayant une période de 23 minutes se propageant à la vitesse attendue de l'onde de sillage soit 310 m/s. D'un autre côté, McIntosh et Revelle [1984] ont observé des ondes de pression se propageant à une vitesse subsonique avec une période moyenne de 120 secondes. Jusque là les mesures étaient réalisées en des points isolés; McIntosh et Revelle ont les premiers utilisé un réseau de 4 capteurs et déterminé ainsi la vitesse de phase de la perturbation mais leurs mesures étaient perturbées par la présence d'un jet atmosphérique. D'autres perturbations atmosphériques consistantes avec une origine liée à l'éclipse ont été observées par Jones et al. [1992] et Ducarme et al. [1999].

#### *Mesures ionosphériques*

Les détections de perturbations ionosphériques ont été réalisées avec différentes techniques

- mesures Doppler : des ondes avec des périodes de 10 minutes [Broche et Crochet, 1975] à 17-19 minutes [Hanuise et al., 1982] ont été mesurées. Hanuise et al. [1982] trouvent une vitesse de propagation de l'onde de 650 m/s compatible avec une vitesse du son pouvant atteindre 800 m/s dans la thermosphère. Jun et al. [1988] ont mesuré d'étonnantes ondes de gravité se propageant vers la bande de centralité à une vitesse de 160 m/s.
- ionogrammes verticaux ou obliques : Walker et al. [1991] trouvent dans le spectre de puissance utilisant la méthode du maximum d'entropie [Ulrych et Bishop, 1975] pour les variations de hauteur virtuelle à une fréquence donnée une période de 30-33 minutes qu'ils



attribuent à une onde de gravité générée par l'éclipse. Cheng et al. [1992] ont utilisé la même technique spectrale mais pour 3 fréquences de sondage différentes (4.5, 5.0 et 6.0 MHz). Ils trouvent des périodes de 17.0, 24.6 et 22.6 minutes qu'ils attribuent à une onde de gravité générée par l'éclipse. Kolokolov et al. [1993] ont réalisé une analyse spectrale qui ne donne pas de résultat probant. Ceci est peut-être dû au fait qu'ils n'avaient qu'un ionogramme toutes les 15 minutes et que cette périodicité est très proche des périodes trouvées par ailleurs pour l'onde de gravité générée par l'éclipse.

### *Mesures satellite*

Le premier indice historique de l'existence d'une telle onde de gravité a été apporté par Davis et da Rosa [1970] avec des mesures TEC. Ils montrent des fluctuations avec une période de 20 minutes. Cohen [1984] a synthétisé les observations faites depuis 1970 et a conclu qu'il est très difficile de faire ressortir dans ces mesures intégrées les effets d'une onde de gravité due à l'éclipse par rapport aux autres ondes de gravité générées par d'autres sources. Singh et al. [1989] montrent que les stations, dont la zone des sondages était éloignée de plus de 500 km de la bande de centralité, ont mesuré des fluctuations de période de 20 minutes et se propageant à 450 m/s.

En plus des observations ionosphériques du réseau de FRC, le LDG a mis en place un ensemble de capteurs infrason au sol pour mesurer l'onde de gravité générée par l'éclipse (figure II.2.16) [Blanc et al., 2000]. Sur cette figure, une carte de la propagation de l'onde de gravité générée par l'éclipse, utilisant un modèle d'onde de sillage, est présentée. A partir de la vitesse de l'ombre de la Lune sur l'atmosphère terrestre ( $V_L=792$  m/s) et la vitesse du son ( $C_S=340$  m/s au niveau de la stratopause (50 km)), on déduit la vitesse de propagation de l'onde  $C_{onde} = C_S V_L / \sqrt{C_S^2 + V_L^2}$  [Chimonas, 1970] ainsi que l'angle d'ouverture du sillage  $\theta = \arcsin(V_L / C_{onde})$  [Chimonas, 1970]. On trouve une vitesse de propagation de 312 m/s et un angle de  $23^\circ$ .

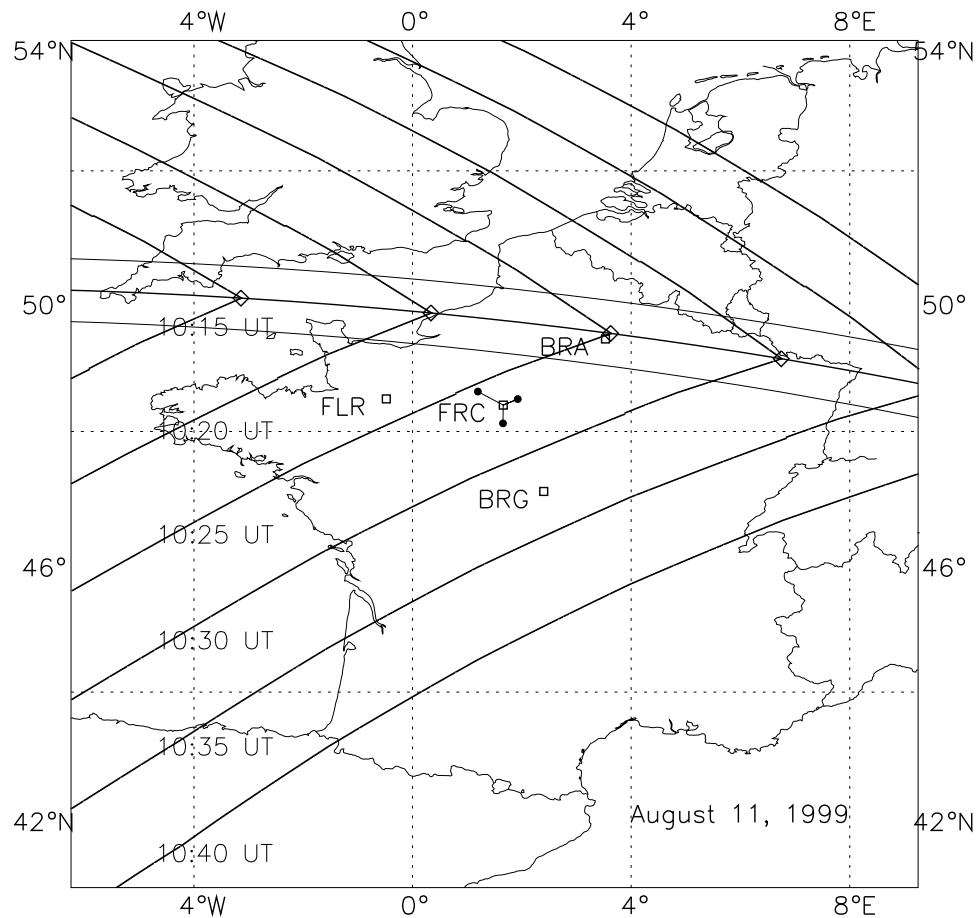


Figure II.2.16: Trajet de l'éclipse sur le Nord de la France. La position des différents points de sondage ionosphériques autour de la station de Francourville (FRC), ainsi que la localisation des capteurs infrason (FLR, BRG, BRA) sont indiquées. Le degré d'obscurité des stations de microbarographes étaient de 97.7%, 93.3% et 100% pour FLR, BRG et BRA respectivement. La position des fronts de l'onde de sillage sont représentés entre 10: 15 et 10: 40 TU par pas de 5 minutes. On déduit les temps d'arrivée du front d'onde pour chacun des réseaux: 10: 23 à FLR, 10: 27 à FRC et 10: 32 à BRG.

## Mesures ionosphériques

**Caractérisation des changements d'ionisation liés au passage de l'ombre** Sur la figure II.2.17, les fluctuations les plus fortes apparaissent entre 9: 30 et 11: 00 TU (notées A, B, et C). Ces fluctuations ne sont manifestement pas des ondes de gravité parce qu'elles apparaissent au moment du passage de la zone d'ombre, nous allons montrer que leur apparition est liée aux fortes modifications de l'équilibre entre les mécanismes de formation de l'ionosphère.

**Evénements A et C** Une analyse en parallèle des ionogrammes et des signaux Doppler permet de constater que la forte diminution, observée à 9: 30 TU sur les voies du réseau à 4.624 MHz (événement A) et à 9: 50 TU sur la voie à 3.849 MHz (figure II.2.8), correspond sur l'ionogramme au passage de la fréquence de sondage autour  $f_{oF1}$ . On observe donc l'accélération de la vitesse verticale du point de réflexion. Une telle accélération est possible si l'altitude de réflexion augmente (ou diminue) plus rapidement dans une phase de désionisation (ou une phase de réionisation). Le pic de la région F1 introduit un changement de pente autour de la fréquence critique qui se traduit par une accélération sur les mesures Doppler.

On utilise le même raisonnement pour expliquer la forte augmentation autour de 11: 00 TU sur les 3 voies du réseau (événement C). On est alors dans la phase de réionisation, l'accélération est associée à une diminution rapide de la pente.

**Evénement B** On peut expliquer l'importante fluctuation du Doppler qui commence juste après l'éclipse totale à 10: 20 TU et dure jusqu'à 10: 40 TU, par le fait qu'après 2-3 minutes de nuit totale (puisque l'on est dans la zone de centralité à 230 km d'altitude) le retour des rayons ionisant sur la thermosphère provoque une ionisation très forte. On pourrait nommer cet événement "flash plasma". La modification de la composition de la thermosphère peut accentuer ce phénomène.

**Détermination des paramètres de propagation des fluctuations A, B et C** Nous avons utilisé, pour déterminer la direction d'arrivée (ou azimuth) et la vitesse de ces différents événements, une méthode basée sur la corrélation: PMCC [Cansi, 1995]. Les signaux montrent une très grande cohérence entre eux pour chacun de ces trois événements. L'événement A vient du Nord alors que son événement contraire de 11: 00 TU du Sud (figure II.2.18). Ceci s'explique très bien pour la phase de désionisation par l'arrivée du même degré d'obscurité aux trois points de sondage, soit environ 30%, d'abord au Nord de Francourville puis au Sud, puisque la bande de centralité se situe au Nord du réseau. Pour la phase de réionisation, la diminution du degré d'obscurité se fait d'abord au Sud puis au Nord. La vitesse moyenne des deux événements est du même ordre de grandeur que celle de l'ombre de la Lune sur l'atmosphère terrestre (792 m/s), ce qui renforce le lien avec l'éclipse.

Pour le "flash plasma", l'azimut Ouest est celui de l'arrivée de l'ombre de la Lune. L'instant

d'arrivée du "flash" étant lié au retour de la lumière solaire, l'azimut Ouest est normal. La vitesse est également de l'ordre de grandeur de celle de l'ombre de la Lune.

**Caractérisation de l'onde de gravité générée par l'éclipse** Les fortes fluctuations entre 9: 30 et 11: 00 TU des effets de changements d'ionisation produits par le passage de l'ombre de la Lune. Le décalage Doppler moyen créé par une onde de gravité étant de l'ordre de 0.3-0.5 Hz, ces ondes si elles existent entre 10: 20 (instant de l'éclipse totale) et 11: 00 TU sont masquées par les effets d'ionisation. La recherche d'une onde de gravité s'est donc portée sur la fin de l'éclipse et après.

La figure II.2.17 rassemble les différentes mesures ionosphériques : la partie supérieure reprend la figure II.2.15 entre 150 et 230 km et la partie inférieure présente les signaux Doppler mesurés à 4.624 MHz.

Sur la partie supérieure, des fluctuations de périodes 20-25 minutes apparaissent avant la profonde perturbation due à la perte d'électrons de quasi-période 160 minutes. Ces fluctuations sont dues aux ondes de gravité atmosphériques et sont observées très fréquemment dans l'ionosphère (chapitre II.1). L'une de leurs caractéristiques est que leur vitesse de phase verticale négative, alors que leur vitesse de groupe verticale est positive. L'angle que forme la vitesse de phase avec la verticale dépend de la période de l'onde [Tolstoy, 1963; Georges, 1968]. Avant et pendant l'éclipse, les fluctuations observées possèdent cette caractéristique (mise en évidence par les lignes en pointillés entre les 3 courbes de la densité électronique). Après l'éclipse, de 11: 30 à 13: 00 TU, toutes les fluctuations sont en phase dans le plan vertical, quelque soit la période de ces fluctuations. Ceci suggère une vitesse horizontale et une localisation de la source dans l'ionosphère. L'observation d'une amplitude d'onde identique entre 150 et 230 km confirme cette hypothèse. Une source située à basse altitude produirait des ondes dont l'amplitude augmenterait avec l'altitude, sous l'effet de la diminution de la densité atmosphérique [Blanc, 1985]. Une telle augmentation d'amplitude est observée sur les ondes de gravité avant l'éclipse, leur source est troposphérique ( $< 10$  km). La variation relative de pression due à l'éclipse, déduite des variations de densité électronique, est d'environ 25% [Broche et Crochet, 1975].

De la même manière qu'avec les fortes fluctuations, nous avons utilisé la méthode PMCC pour trouver s'il existe une corrélation entre les fluctuations des 3 voies et de calculer le cas échéant les paramètres de propagation de l'onde.

Entre 11: 10 et 12: 30 TU, un haut degré de cohérence a été calculé (supérieure à 0.8). Les flèches sur la figure montrent l'instant de départ à partir duquel ces fluctuations ont été mises en phase. Ce train d'onde a une période de 9-12 minutes, une vitesse de 42 m/s, compatible avec une onde de gravité, et un azimut venant du Nord (figure II.2.19). Des ondes de gravité ont aussi été observées avant l'éclipse et leur direction d'arrivée (Ouest et Sud) était très différente

de celle trouvée pour le train d'ondes créé par l'éclipse.

On a indiqué sur le graphe des variations de densité électronique avec une flèche l'instant correspondant à l'instant de remise en phase des signaux Doppler. Il correspond aux premières fluctuations qui sont en phase verticalement. Le temps d'arrivée à Francourville est compris entre ceux des points de sondage au Nord et celui du point de sondage situé au Sud, confirmant ainsi une propagation du Nord vers le Sud.

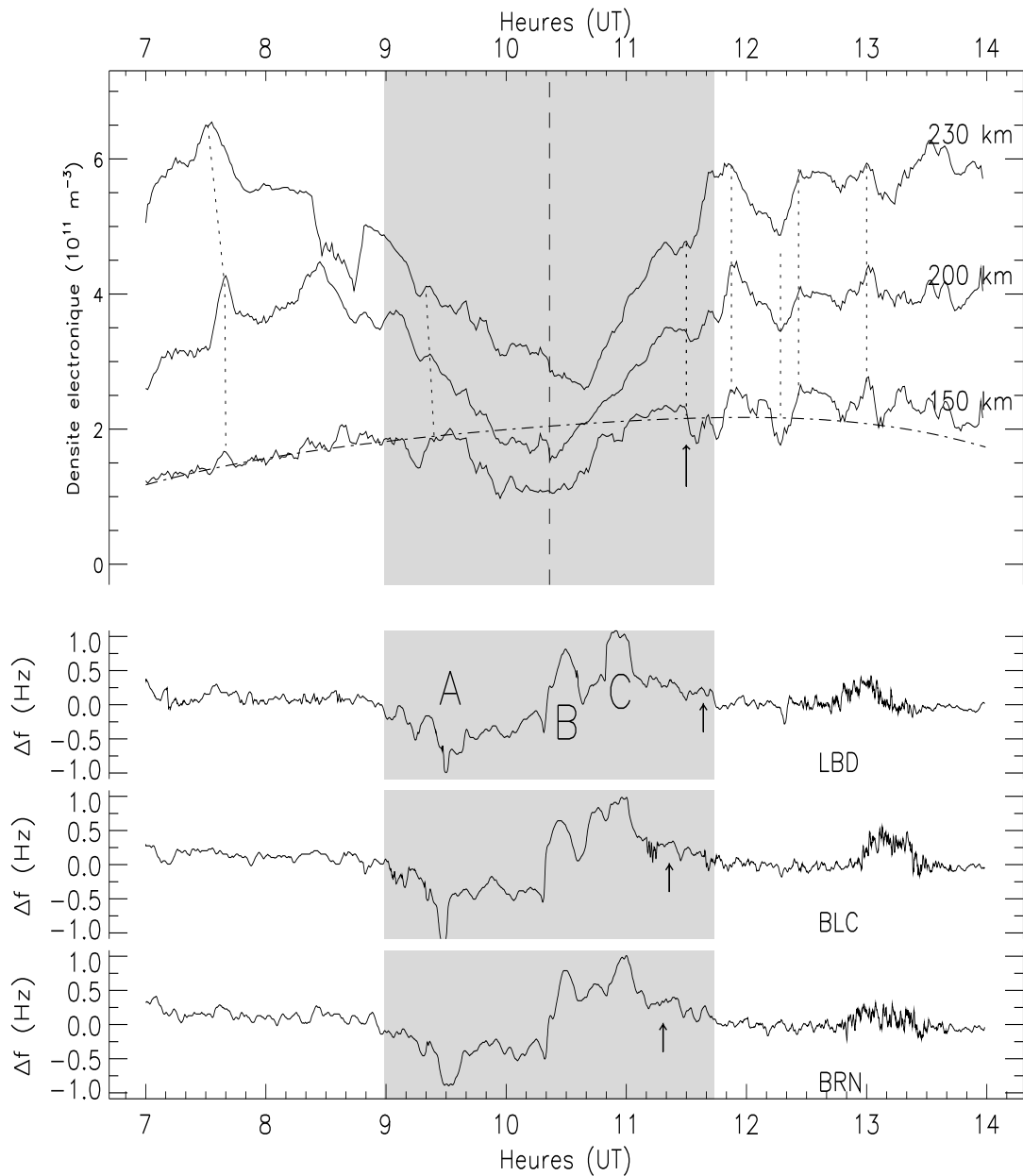


Figure II.2.17: *Partie supérieure: Variation temporelle de la densité électronique pour trois altitudes différentes (150, 200 et 230 km). La zone grisée correspond à la période de l'éclipse. La ligne en tirets à 10:20 indique l'instant de l'éclipse totale. La courbe en tiret-point montre la variation temporelle de la densité électronique un jour sans éclipse à 150 km. On indique avec des segments en pointillés entre les trois courbes le déphasage dû à la propagation des ondes de gravité. Ce déphasage devient nul à partir de 11:30 TU (flèche). Partie inférieure: Variation temporelle du décalage Doppler des trois voies du réseau. Trois fluctuations principales sont identifiées par les lettres A, B et C. Les flèches indiquent pour chaque voie l'instant à partir duquel les 3 signaux après 11:00 TU sont en phase. Ces 3 instants sont déterminés avec la méthode PMCC.*

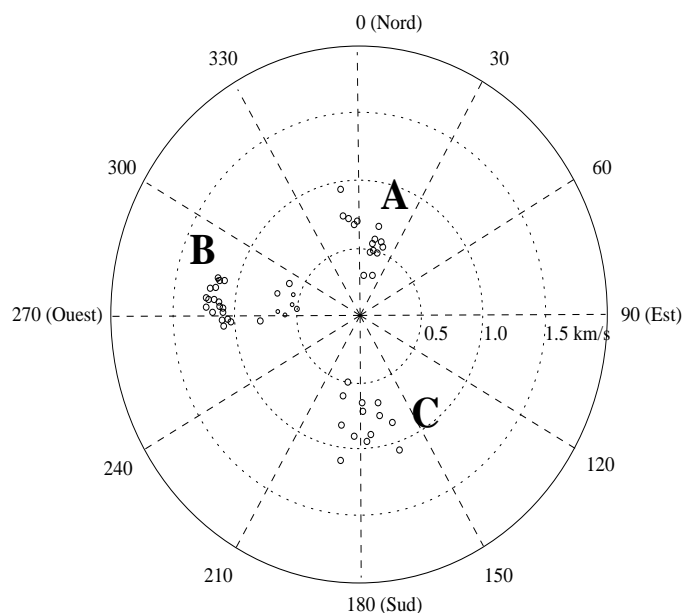


Figure II.2.18: *Diagramme polaire présentant le résultat du calcul PMCC pour la vitesse et l'azimut des événements A, B et C, liés aux changements de densité électronique. La direction d'arrivée est donnée par l'angle en degrés orienté par rapport au Nord. La vitesse est indiquée par les cercles concentriques.*

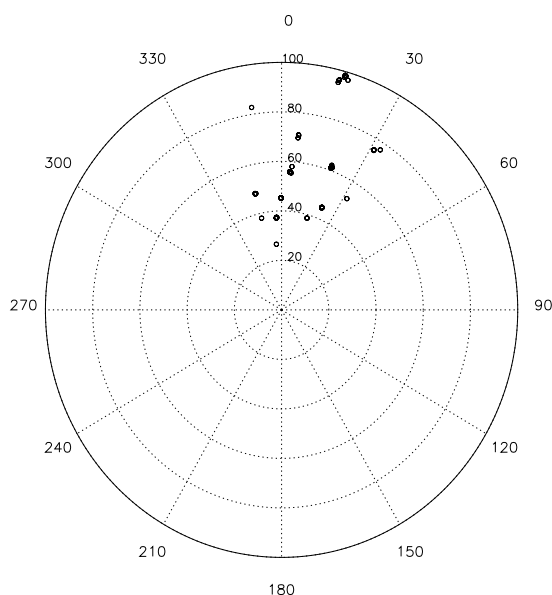


Figure II.2.19: *Diagramme polaire, présentant le résultat du calcul PMCC pour la vitesse et l'azimut, pour l'onde de gravité générée par l'éclipse. La direction d'arrivée est donnée par l'angle en degrés orienté par rapport au Nord. La vitesse en m/s est indiquée par les cercles concentriques.*

### Mesures infrason au sol

Les mesures infrason ont été réalisées avec deux réseaux de 3 microbarographes, à Flers (FLR) et à Bourges (BRG), situés respectivement à 160 et 283 km au Sud de la bande de centralité. Un microbarographe seul a aussi été placé sous la bande de centralité à Braine (BRA) (figure II.2.16). Les capteurs des réseaux sont disposés en triangle équilatéral de 3 km de côté. Puisque la longueur d'onde attendue est supérieure à plusieurs kilomètres, la dimension des réseaux est suffisante pour mesurer les paramètres de propagation des ondes.

Chaque capteur est un microbarographe qui peut mesurer à la fois la pression absolue et relative. Les capteurs ont été modifiés pour mesurer le signal continu. Bien que les capteurs soient calibrés et compensés en température, une dérive thermique a été mesurée sur une durée comparable à celle de l'éclipse. La réponse thermique du capteur doit être prise en compte sous peine de mal interpréter les perturbations. En chaque capteur était placé une sonde thermique qui a permis de corriger tous les signaux des effets thermiques.

A Flers, les plus fortes perturbations ont été observées à 10: 24 TU. L'amplitude crête-crête est de 5 Pa avec une période dominante de 9 minutes (figure II.2.20). A Bourges, des ondes de pressions cohérentes avec une période de 10-13 minutes et environ la même amplitude crête-crête ont été observées à 10: 33 TU. Les temps d'arrivée des deux perturbations sont en accord avec les temps d'arrivée du front d'onde (10: 23 TU à Flers et 10: 32 TU à Bourges) prédits en utilisant un modèle d'onde de sillage se propageant à la vitesse de 310 m/s (figure II.2.16). A Flers et Bourges, la durée de ces oscillations était supérieure à 30 minutes. Les mesures réalisées à Braine n'ont montré aucune perturbation significative, bien que le niveau de bruit ait été aussi faible que sur les deux autres réseaux.

Les paramètres de propagation de l'onde de gravité mesurés en chaque point des deux réseaux au niveau du sol ont été déterminés avec la méthode PMCC. Les ondes observées ont une vitesse subsonique moyenne de  $18 \pm 6$  m/s. L'azimut calculé au début du train d'onde est proche de  $345^\circ$ . Cet azimut peut être comparé à la direction théorique du front d'onde de  $334^\circ$ . On constate une diminution de la vitesse et de l'azimut en fonction du temps. On peut attribuer cette variation soit à une influence des vents, soit à une source qui devient de moins en moins directionnelle. A Bourges, les paramètres de la propagation de l'onde sont similaires : une vitesse moyenne de  $24 \pm 11$  m/s et un azimut moyen de  $327^\circ \pm 17^\circ$ . Pour les deux réseaux, le coefficient de corrélation était d'environ 0.85. On confirme ainsi la présence de l'onde de gravité générée par l'éclipse : la période et la vitesse sont cohérentes avec les données ionosphériques. Par contre, l'hypothèse d'une source stratosphérique est ici conservée.

Cette étude montre l'existence à deux altitudes différentes d'une onde de gravité. Grâce à



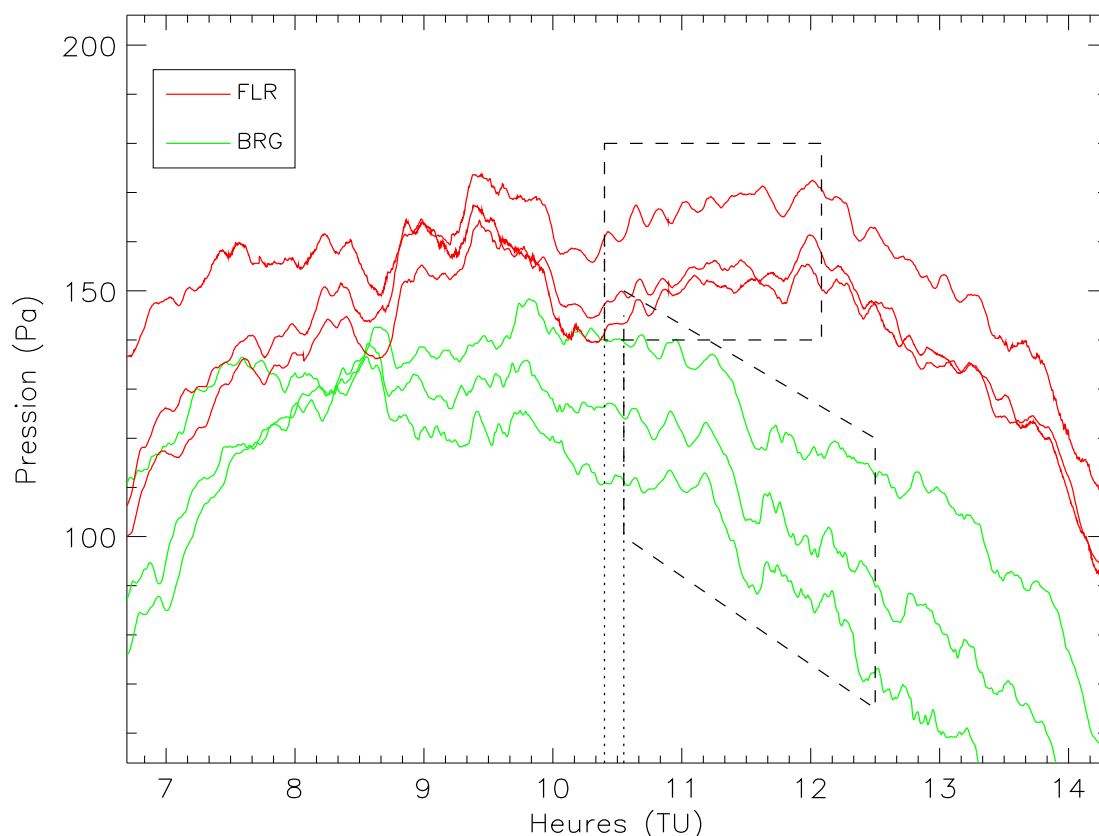


Figure II.2.20: Variation temporelle de la pression atmosphérique relative mesurée lors de l'éclipse, le 11 août, à Flers (FLR) et Bourges (BRG). La pression absolue était de 1017 hPa. Les signaux cohérents utilisés pour calculer les paramètres de propagation sont encadrés. La variation globale d'une centaine de Pa est due à l'un des modes des marées solaires.

des mesures en réseau, la vitesse de phase de l'onde a pu être mesurée. La diversité des mesures présentées par les précédents auteurs s'explique en partie parce qu'avec des capteurs isolés seule la vitesse de groupe peut être mesurée. Les mesures précédentes d'une onde de gravité se propageant vers la bande de centralité [Jun et al., 1988] s'explique par une confusion entre les effets ionosphériques purs et les effets d'onde de gravité qui ne pouvaient pas être séparés par des mesures isolées. Concernant la source, l'hypothèse d'une source stratosphérique est probable pour les mesures faites au sol, par contre dans l'ionosphère nos mesures montrent que la source est ionosphérique.

### II.2.1.6 Cartographie macroéchelle de la perturbation due à l'éclipse

Nagata et al. [1955] ont présenté une cartographie de la perturbation de l'éclipse dans la région E dans le plan temps local - latitude à partir des données de 4 ionosondes réparties sur le même méridien au Japon. Cette cartographie de la perturbation de l'éclipse était utilisée pour modéliser la perturbation du champ magnétique induite par l'éclipse en calculant les modifications du champ électrique.

A partir des données de 11 ionosondes en plus de celle de Francourville, réparties en Europe (Figure II.2.21), nous avons cartographié la perturbation due à l'éclipse dans la zone du pic de la région F1 en utilisant la méthode de Akima [1978]. Les ionosondes ayant servi à cette interpolation sont les suivantes :

Pays	Ville(s)
France	Francourville, Lannion, Poitiers, Cailhau
Angleterre	Chilton, Helston
Espagne	Ebre, El Arenosillo
Belgique	Dourbes
Italie	Rome
Allemagne	Juliusruh
Pologne	Varsovie

Les trois dernières stations ont servi comme condition aux limites, mais n'apparaissent pas sur la carte de la perturbation (zone encadrée par des tirets sur la Figure II.2.21). Les données des stations de Chilton, Rome et Dourbes ont été récupérées sur leur site web respectif<sup>2</sup>. Cette cartographie (Figures II.2.22 et II.2.23) est réalisée par pas de 30 minutes sur la période de l'éclipse [Farges et al., 1999]. La cadence de réalisation des ionogrammes était en moyenne de 1 par 5 minutes.

A 8: 00 et à 9: 00 TU, l'éclipse n'a pas encore perturbé la région F1 de l'ionosphère au dessus de l'Europe occidentale. Le gradient de densité qui existe entre l'est et l'ouest est uniquement dû au décalage horaire ; entre les bords Est et Ouest de la carte il y a une heure d'exposition au Soleil de moins en défaveur de l'ouest.

A 9: 30 et 10: 00 TU, on voit se former dans la direction de la bande de centralité une dépression de densité électronique venant de l'Ouest. Cette dépression est quasi-circulaire et Le centre de cette dépression est la zone où l'ombre de la Lune est projetée sur la Terre, et la forme quasi-circulaire est à rapprocher de celle de l'ombre et de la pénombre de la Lune.

A 10: 30 TU, toute l'Europe occidentale est dans l'ombre ou la pénombre. La zone d'éclipse

<sup>2</sup>Site web sur lequel les ionogrammes du réseau de digisondes de l'université de Lowell sont disponibles : <http://ulcar.uml.edu/framesn.htm>

totale est représentée par un cercle au sud-est de Dourbes et est visiblement le centre de la dépression. La dépression commence déjà à quitter la carte en allant vers l'Est.

Sur les cartes de 11: 00, 11: 30 et 12: 00 TU, on voit progressivement la région F1 se reformer. La trace circulaire de la perturbation disparaît au fur et à mesure, pour arriver à 12: 30 TU avec une presque homogénéité globale sur toute l'Europe occidentale.

Enfin sur les cartes de 12: 00 et de 13: 00 TU entre les latitudes 40 et 45 ° N et les longitudes 0 et 5 ° E, il semble se former une zone sur-dense se propageant vers le sud. Cette zone peut être la signature de l'onde de gravité se propageant vers le sud. Sa vitesse de propagation d'environ 100 m/s est compatible avec celle mesurée à Francourville. Cette interprétation est à la limite de la marge d'erreur du programme d'interpolation.

On peut déduire essentiellement de cette cartographie que l'onde de gravité de l'éclipse se propage à de grandes distances et est détectable à des distances supérieures à 1000 km, et que la forme circulaire de la zone d'ombre due à l'éclipse se retrouve dans cette partie de l'ionosphère.

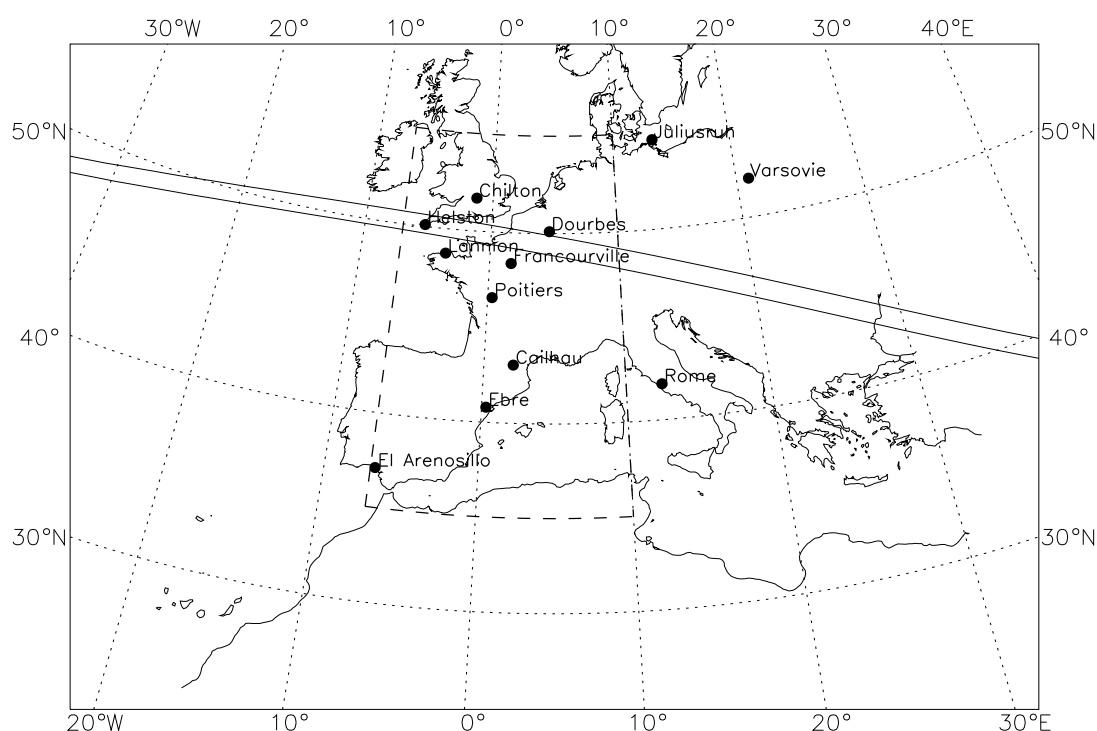


Figure II.2.21: Carte des différentes ionosondes utilisées pour la cartographie de la perturbation induite par l'éclipse. Le trajet de l'éclipse sur l'Europe est représenté par les deux lignes allant d'Ouest en Est.

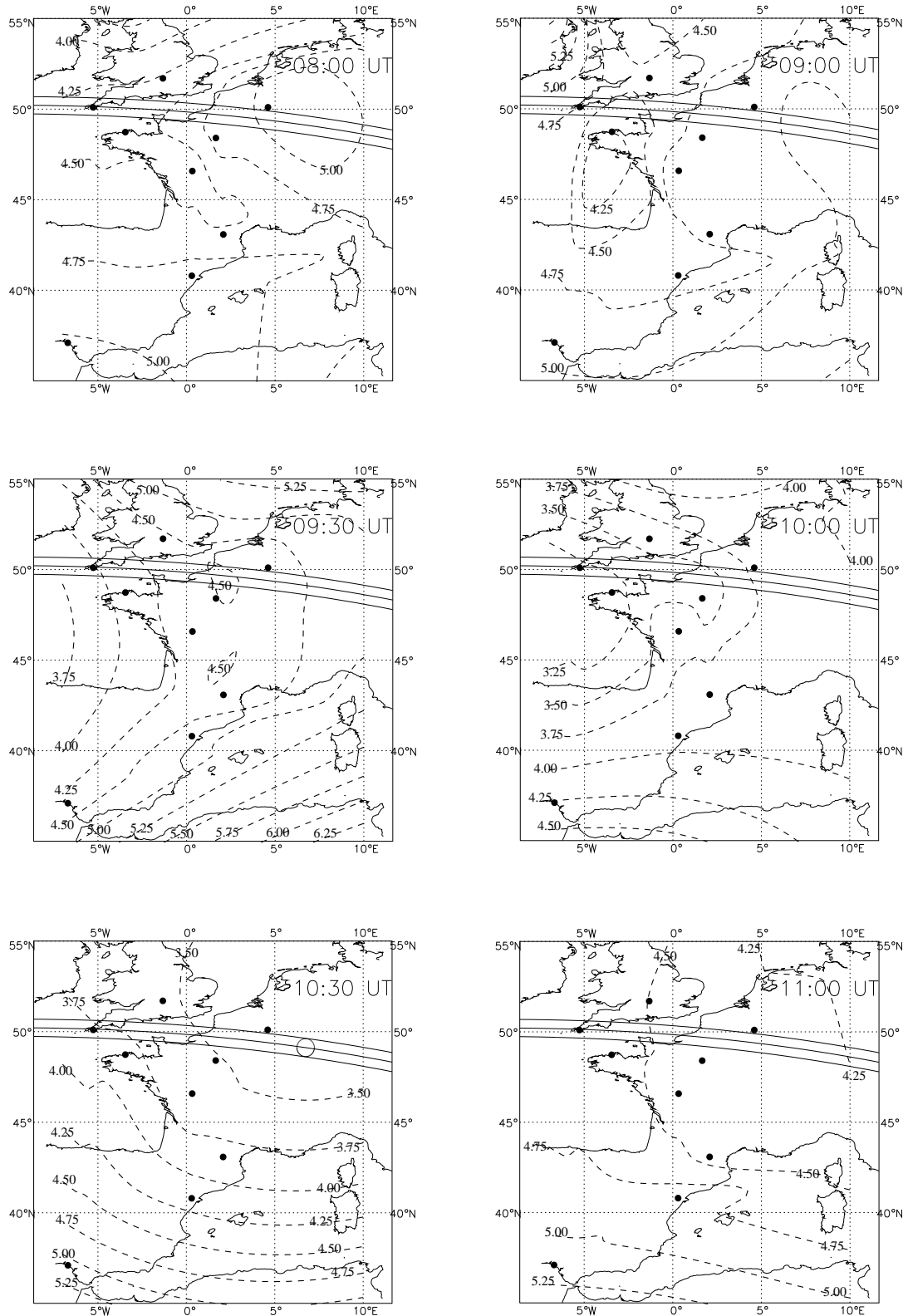


Figure II.2.22: Cartographie de la perturbation due à l'éclipse dans la région F1 de l'ionosphère.

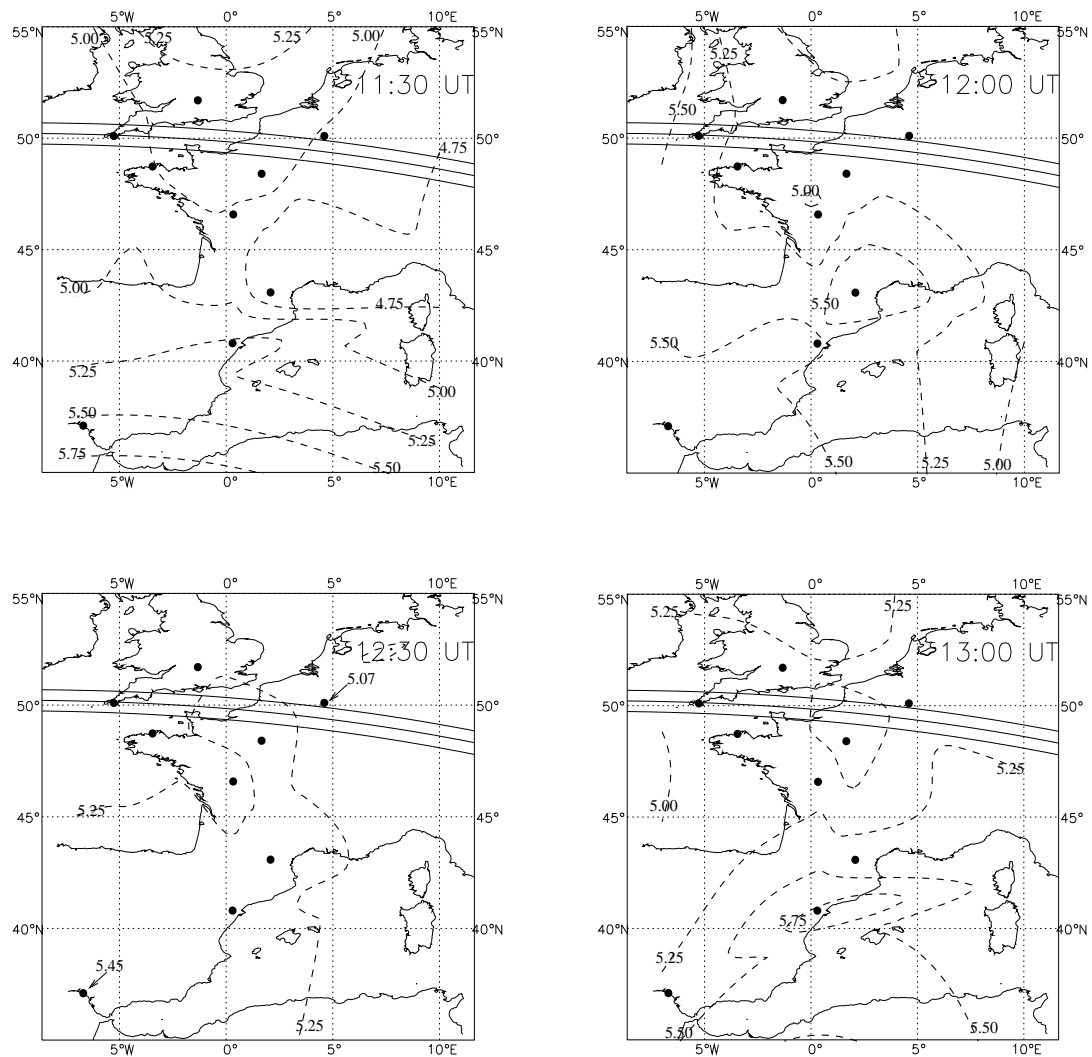


Figure II.2.23: Cartographie de la perturbation due à l'éclipse dans la région F1 de l'ionosphère.

## II.2.2 Séismes

Une étude fine des données du réseau HF de Francourville, a permis d'identifier clairement les effets sur l'ionosphère de 8 séismes de magnitude élevée (supérieures à 6.0) entre août et Novembre 1999. Les caractéristiques du filtre, que constitue l'atmosphère sur les ondes acoustiques, peuvent être déterminées à partir de ces mesures.

### II.2.2.1 Historique

Les premières mesures d'effets d'un séisme sur l'ionosphère datent du séisme de 1964 en Alaska. Avec des ionosondes, Leonard et Barnes [1965] montrent des effets différents en fonction de la distance à l'épicentre de chacune des stations. Pour les stations en Alaska proches de l'épicentre, les ionogrammes sont perturbés comme lors du passage d'une forte perturbation itinérante. Pour les stations éloignées, à Hawaii et en Californie, la fréquence critique de la région F2 augmente légèrement par rapport à l'évolution temporelle de la veille et du lendemain dans l'heure succédant au séisme. Ces effets sont comparables à ce qui est mesuré après une explosion nucléaire. Davies et Baker [1965] ont réalisé les premières mesures Doppler des effets d'un séisme. Ils utilisaient 3 liaisons, dont deux verticales à 4 et 5 MHz et une oblique à 10 MHz, au moment du séisme d'Alaska de 1964. Les observations montrent des fluctuations d'environ 1 Hz quelques minutes après que le séisme ait été mesuré au sol avec un sismographe.

La première étude approfondie du phénomène à partir de mesures Doppler a été faite pour le séisme du Japon de magnitude 8.2 qui a eu lieu le 16 Mai 1968 à 00: 49 TU [Yuen et al., 1969]. Cette étude était motivée par la surveillance du risque de formation de tsunami après de forts séismes. Les mesures ont été réalisées pour deux fréquences, 5 et 10 MHz, soit respectivement des altitudes de réflexion d'environ 200 et 300 km. Le séisme a été mesuré au niveau du sol à Hawaii en plein après midi à 01: 14 TU (soit 15: 14 TL). Les fluctuations ont été observées dans l'ionosphère quelques minutes après l'arrivée au sol des ondes sismiques dites de Rayleigh (figure II.2.24). Ces ondes de Rayleigh ont une composante verticale et le maximum d'énergie est transporté par les ondes de période 20-30 secondes. La vitesse de groupe de ces ondes est environ de 4 km/s. Ces ondes se propagent sur la surface de la Terre, à la différence des ondes P et S qui se propagent plus rapidement à l'intérieur de la Terre. Quand on compare les signaux sismiques aux mesures Doppler on remarque une parfaite concordance pour les mesures à 5 MHz. Les fluctuations à 10 MHz dessinent l'enveloppe du signal sismique.

Yuen et al. proposent un mécanisme pouvant expliquer les signaux Doppler. Ils considèrent que le déplacement à la surface du sol génère une onde de pression dont l'amplitude est proportionnelle au déplacement vertical de celui-ci. Cette onde se propage verticalement vers l'ionosphère. Le mouvement ondulatoire est transmis au niveau de densité électronique constant,

correspondant à la réflexion du signal Doppler. L'amplitude du déplacement vertical associé aux ondes de pression s'accroît quand la densité atmosphérique diminue, ainsi des variations de quelques millimètres au sol se traduisent par des variations de plusieurs centaines de mètres dans l'ionosphère. L'écart, entre l'instant d'arrivée au sol et l'instant d'arrivée dans l'ionosphère des fluctuations dues au séisme, correspond au temps de propagation de l'onde de pression. A l'aide d'un code de tracé de rayon pour les ondes acoustiques, Yuen et al. ont vérifié cette hypothèse et ont trouvé des temps de propagation comparables à l'écart mesuré entre les signaux sismiques et ionosphériques (figure II.2.25).

Pour expliquer que les fluctuations de période 20 secondes qui sont présentes à 5 MHz aient disparu à 10 MHz, Yuen et al. ont étudié l'effet du filtre atmosphérique. L'atténuation atmosphérique est représentée comme le rapport de la variation de la pression à une altitude  $h$  ( $\Delta p(h)$ ) sur la variation de la pression au niveau du sol ( $\Delta p(0)$ ) (figure II.2.26). A 300 km d'altitude, l'atténuation pour les ondes acoustiques de période 30 secondes est d'un ordre de grandeur plus élevée que l'atténuation des ondes de période 100 secondes. Pour ces ondes de période 30 secondes, l'atténuation entre 200 et 300 km est au moins de deux ordres de grandeur.

Weaver et al. [1970] ont utilisé à Hawaii un réseau Doppler de 3 liaisons dont la demi-longueur est comprise entre 66 et 136 km. Pour le séisme des îles Kouriles du 11 août 1969 de magnitude 7.8, ils ont noté une légère dispersion pour les deux points de sondage éloignés de 136 km. Cette dispersion a été discutée en termes de temps de propagation de l'onde sismique dépendant de sa vitesse de groupe.

Des études plus récentes [Okuzawa et al., 1983; Tanaka et al., 1984; Wolcott et al., 1984] montrent les effets des séismes pour des distances proches de l'épicentre (inférieure à 300 km). Tanaka et al. [1984] présentent des observations cohérentes avec la théorie de Pitteway et Hines [1963] sur l'atténuation des ondes acoustiques lors de leur propagation dans l'atmosphère. Ils déterminent cette atténuation entre la base de l'ionosphère et différentes altitudes de sondage en fonction de la période de l'onde. Les ondes de période vingt secondes ne sont quasiment pas atténuées à 150 km et elles le sont de 75% à 220 km. Pour les ondes de période dix secondes, l'atténuation est de 50% à 150 km et est totale au dessus de 190 km (figure II.2.27). Wolcott et al. [1984] montrent, à partir de cinq liaisons Doppler dont les points de réflexion sont localisés dans un cercle de rayon 60 km, que les perturbations mesurées sont dues uniquement à la propagation verticale des ondes sismiques ; l'incidence de la propagation horizontale est nulle.

Enfin, des mesures du contenu électronique total avec des satellites GPS font apparaître qu'il est possible de mesurer l'influence des séismes sur l'ionosphère avec ce type de mesure [Calais et Minster, 1995].

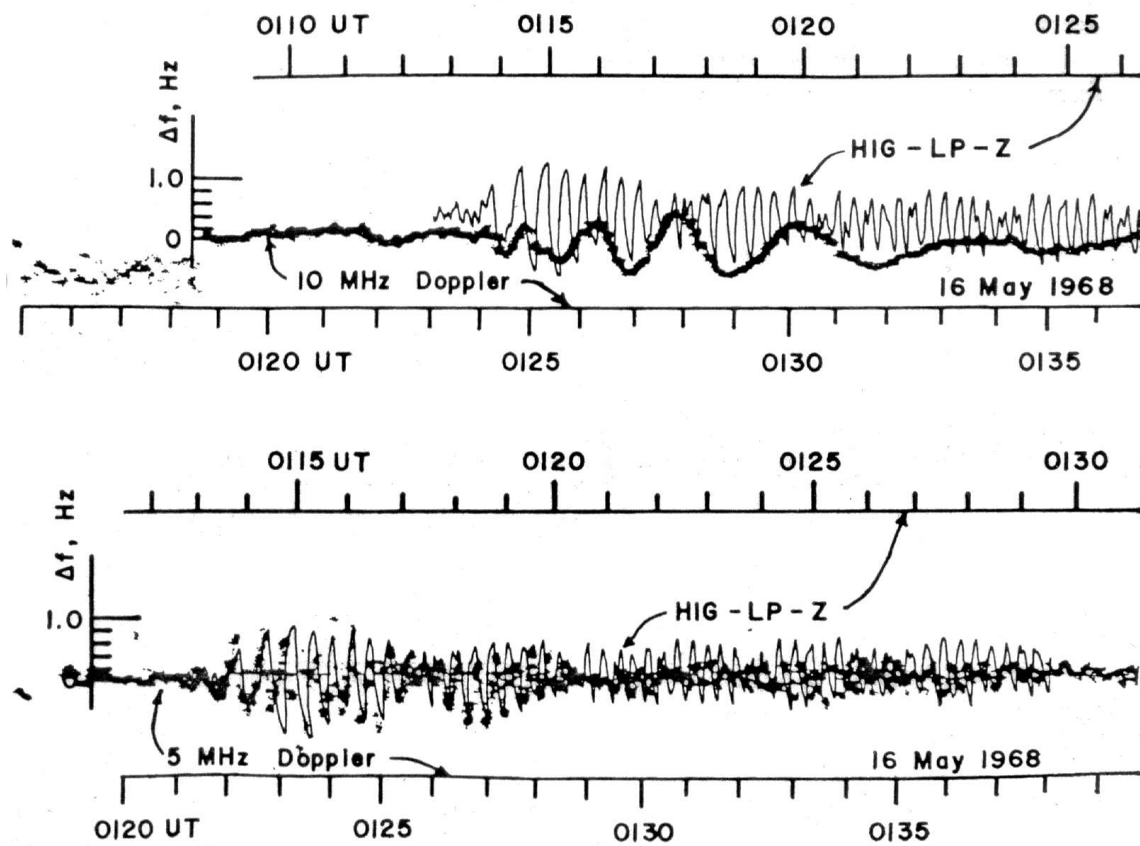


Figure II.2.24: Comparaison entre des mesures Doppler à 5 et 10 MHz, correspondant à des altitudes de réflexion d'environ 200 et 300 km et le sismogramme lors du séisme du Japon, le 16 Mai 1968 de magnitude 8.2. L'origine des temps a été décalée de quelques minutes pour prendre en compte le temps de propagation de l'onde acoustique de pression depuis le sol jusqu'aux altitudes de réflexion [Yuen et al., 1969].



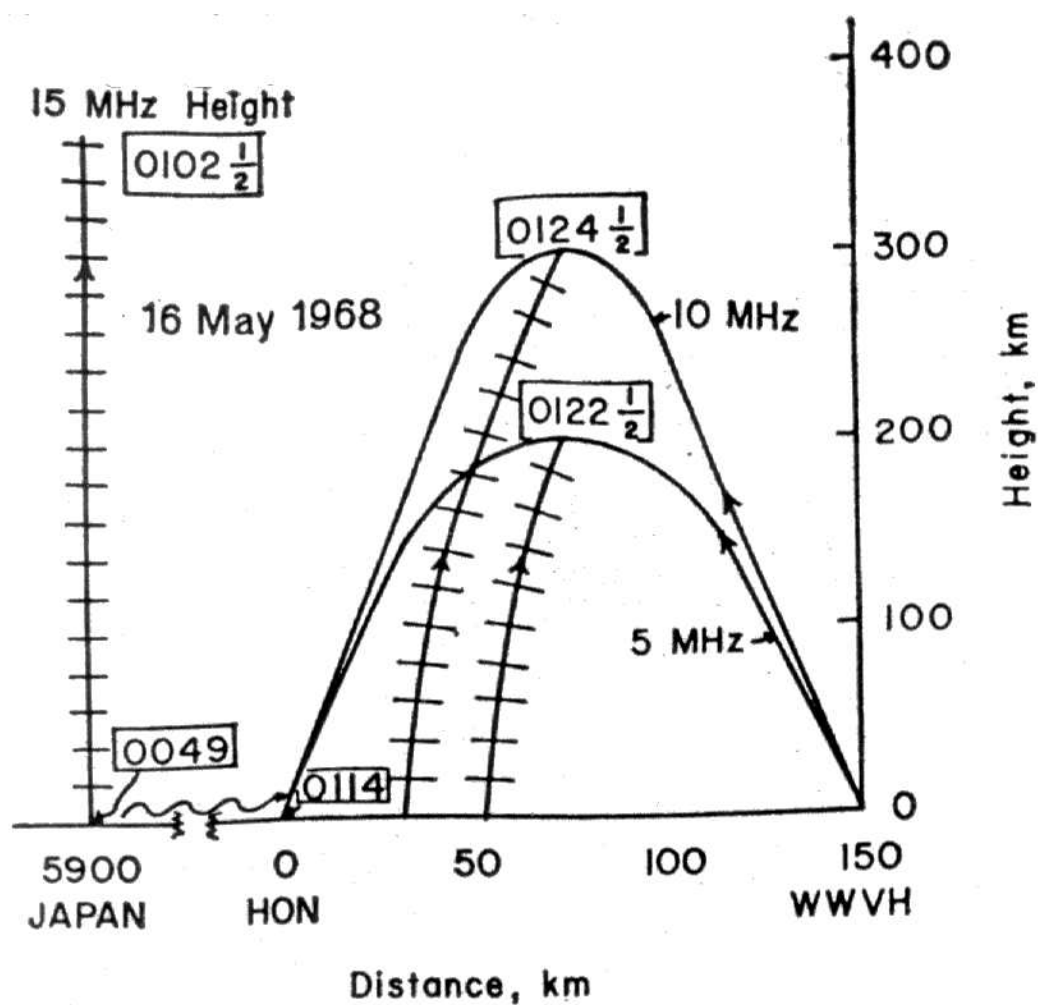


Figure II.2.25: Tracé de rayon acoustique déterminant le temps de propagation de l'onde acoustique [Yuen et al., 1969].

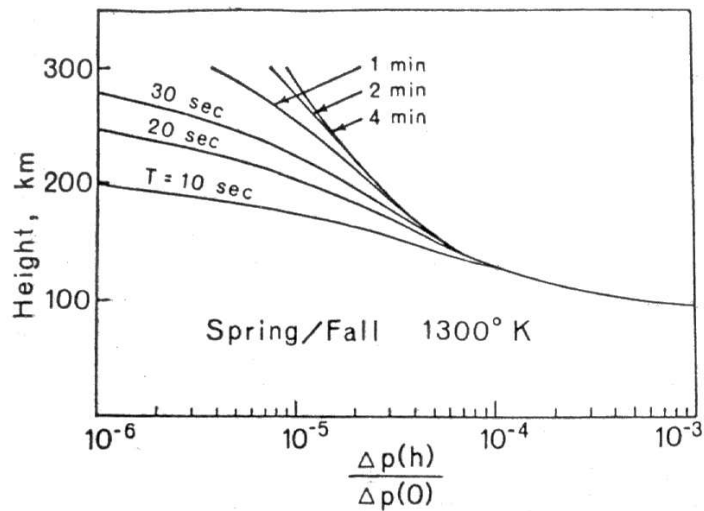


Figure II.2.26: Calcul de l'atténuation en fonction de la période et de l'altitude, par comparaison entre la variation de pression créée au sol par le déplacement vertical, et la variation de pression à l'altitude de réflexion [Yuen et al., 1969].

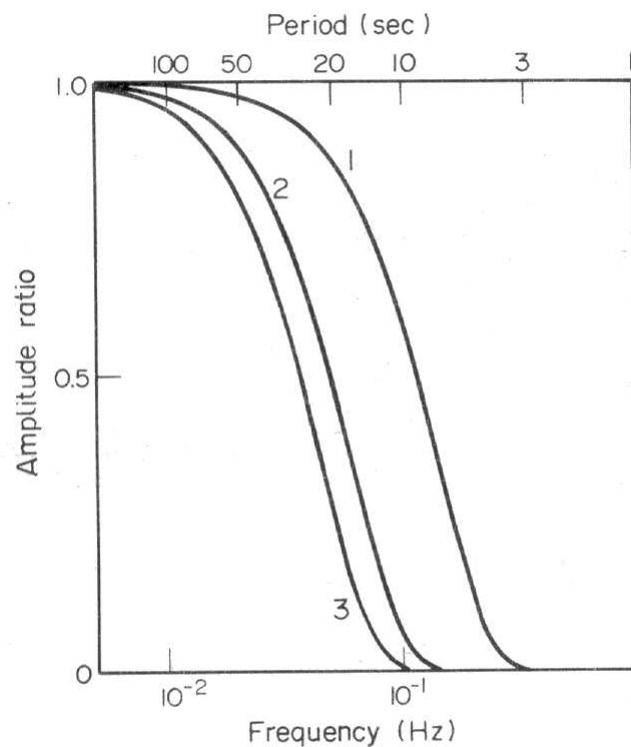


Figure II.2.27: Calcul de l'atténuation de l'onde acoustique entre la base de l'ionosphère et une altitude donnée. Les indices 1, 2 et 3 désignent respectivement les altitudes 156, 195 et 214 km, qui correspondent aux altitudes de réflexion des liaisons utilisées par Tanaka et al. [1984].

### II.2.2.2 Mesures d'effets de séismes avec le réseau de FRC

Entre les mois d'août et de Novembre 1999, neuf séismes de magnitude de surface supérieure à 6.0 se sont produits. La liste de ces séismes et de leurs caractéristiques est présentée dans le tableau suivant :

Date	Heure TU	Lieu	Magnitude	Profondeur (km)	Déplacement vertical crête-crête (mm)
17/08	00: 01	Turquie	7.8	10	4.8
20/08	10: 02	Costa Rica	6.7	33	0.2
22/08	12: 40	Iles Vanuastu	6.5	33	0.04
20/09	17: 47	Taiwan	7.6	10	1.0
25/09	23: 52	Taiwan	6.5	33	0.08
30/09	16: 31	Mexique	7.5	33	0.8
16/10	09: 46	Californie	7.3	10	0.6
12/11	16: 57	Turquie	7.2	10	2.8
15/11	05: 42	Sud de l'océan Indien	7.0	10	0.1

Le réseau de Francourville était opérationnel pour ces 9 séismes. Le 15 Novembre, vers 6 : 00 TU, une forte diffusion des mesures Doppler empêche toute analyse fine. Sur 9 séismes, huit ont donc pu être étudiés. Une magnitude minimale de 6 a été choisie car les analyses effectuées pour des séismes de magnitude inférieure, par exemple celui de Grèce le 7 Septembre de magnitude 5.8 à 11 : 56 TU, ont montré l'inexistence d'effets mesurables.

Le traitement réalisé quotidiennement et automatiquement présente les variations du décalage Doppler sur les 3 voies du réseau pour une durée de trois heures d'observation. Le traitement systématique est basé sur la réalisation d'un spectre toutes les 10 secondes et ne permet pas de voir les fluctuations de périodes 20 secondes caractéristiques des ondes de Rayleigh. Les données archivées sont soumises à un traitement plus fin consistant à changer les paramètres d'analyse de la transformée de Fourier rapide : la fenêtre d'analyse et son glissement temporel sont diminués de 41 à 5 secondes et de 6.5 à 0.6 secondes respectivement. L'instant d'arrivée des ondes sismiques sur le sismographe de la station de Lormes<sup>3</sup>, situé à 275 km au Sud Est de Francourville, détermine l'instant de début du nouveau traitement. Ce traitement permet de faire apparaître clairement des oscillations de périodes 20-30 secondes (figure II.2.28).

Les mesures Doppler sur les 3 voies du réseau lors du séisme du Costa Rica sont comparées sur la figure II.2.28. Il n'y a pas de décalage de temps d'arrivée sensible entre ces différents points

<sup>3</sup>Ce sismographe a été choisi pour sa proximité de Francourville et pour le fait qu'il est possible de compenser l'atténuation du signal due au filtre instrumental entre 50 et 300 secondes par un traitement effectué après la mesure.

malgré une vitesse de groupe moyenne de l'onde de Rayleigh de l'ordre de 4 km/s et un espacement d'environ 50 km entre les 3 points de sondage. Les fluctuations mesurées aux différents points étant très semblables, hormis des perturbations diffuses, seule la liaison Francourville - Bruyères le Châtel a été considérée pour le reste de l'étude.

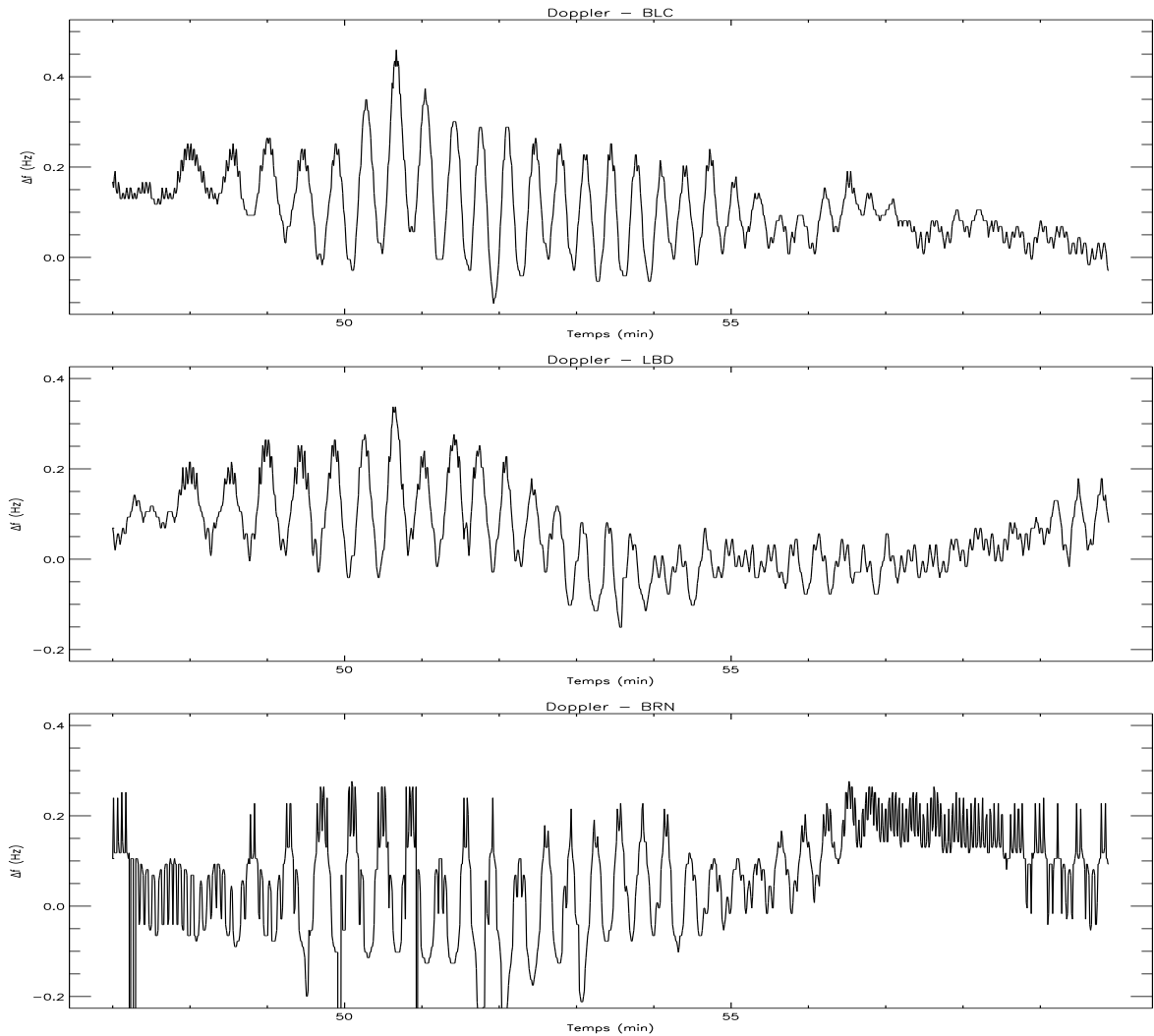


Figure II.2.28: Comparaison des mesures Doppler sur les 3 liaisons du réseau lors du séisme de Costa Rica. La liaison Francourville - Bois Arnault, notée BRN, était très diffuse, ce qui explique la moins bonne qualité des signaux.

### II.2.2.3 Comparaison des mesures Doppler et des sismogrammes

Les variations temporelles du décalage Doppler et du déplacement vertical mesuré par le sismographe sont comparées sur les figures II.2.29 et II.2.30. Les courbes ont été classées en fonction de

l'heure où le séisme s'est produit (un dans la nuit (minuit TU), deux dans la journée presque au maximum d'ionisation, et trois au crépuscule (entre 17 et 19 heures TU)). Pour chaque séisme, la durée des signaux sismiques et ionosphériques présentée est comparable. L'origine des temps a simplement été décalée de manière à ce que l'instant d'arrivée des fluctuations coïncide.

Les plus parfaites correspondances ont lieu pour les signaux enregistrés vers 10:00 TU, soit quand l'altitude de réflexion est la plus basse (figure II.2.29). Le décalage temporel entre les deux courbes est de 7-8 minutes, ce qui correspond à une altitude de réflexion entre 130 et 160 km. Cette gamme d'altitude est déduite de l'intégration du profil de vitesse du son (qui représente la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans l'atmosphère, figure II.1.8) en fonction de l'altitude. Jusqu'à 150 km d'altitude une onde acoustique est très peu filtrée pour des périodes supérieures à 20 secondes.

Les effets des séismes mesurés entre 17:00-18:00 TU (figure II.2.30) montrent une forte atténuation des fluctuations de période 20 secondes; la période dominante est 40-60 secondes. Le temps de propagation de l'onde acoustique a augmenté. Il est compris entre 8 et 9 minutes, ce qui détermine une altitude de réflexion entre 160 et 190 km.

Enfin à minuit (figure II.2.29), les fluctuations principales à 20 secondes sont totalement absentes. Le temps de propagation est de 11 minutes, correspondant à une altitude de réflexion autour de 270 km.

Nous allons étudier les filtres possibles rendant compte de ces mesures Doppler.

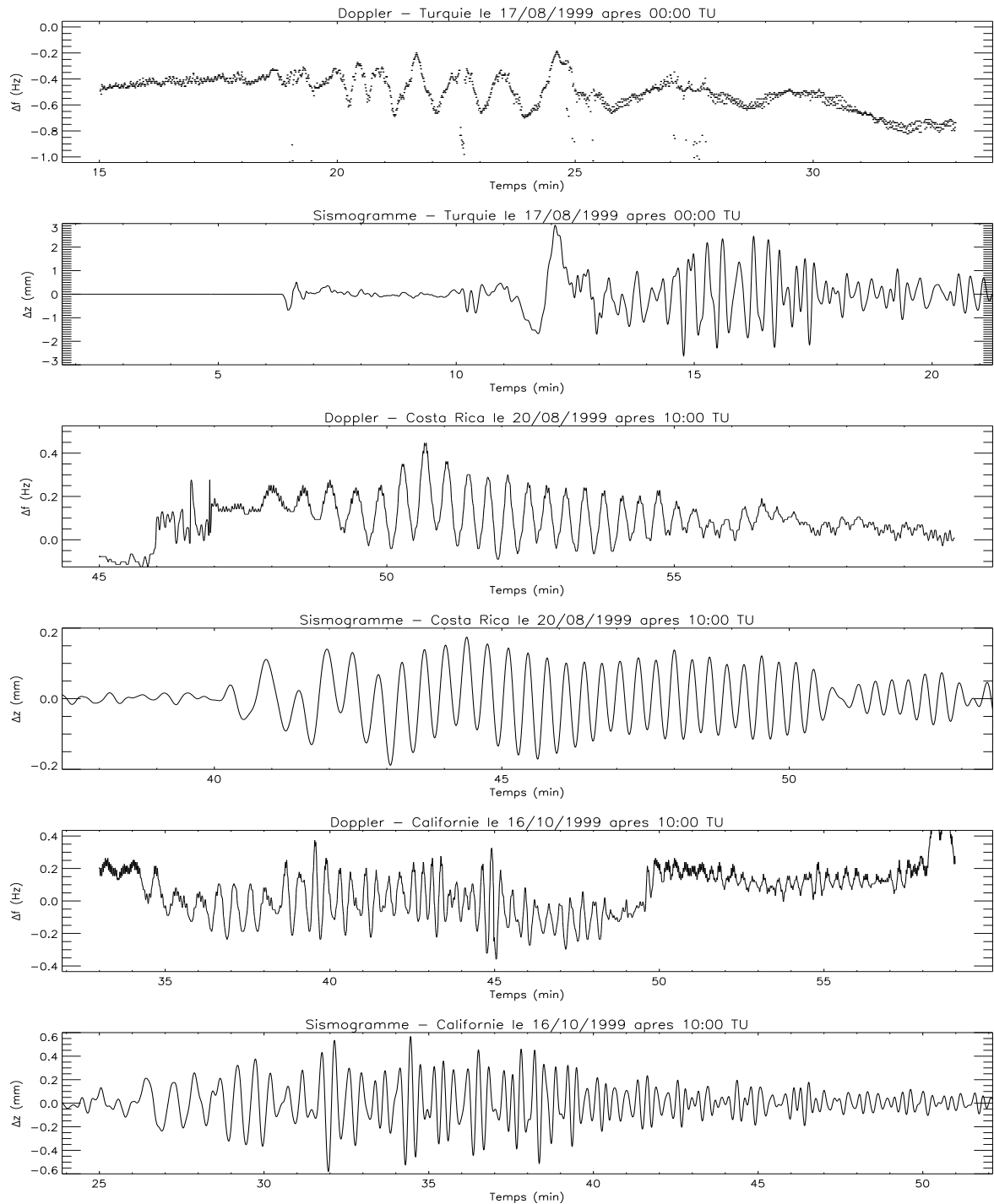


Figure II.2.29: Comparaison de la variation temporelle du décalage Doppler avec le sismogramme des séismes de Turquie, le 17 août, du Costa Rica, le 20 août, et de la Californie, le 16 Octobre.

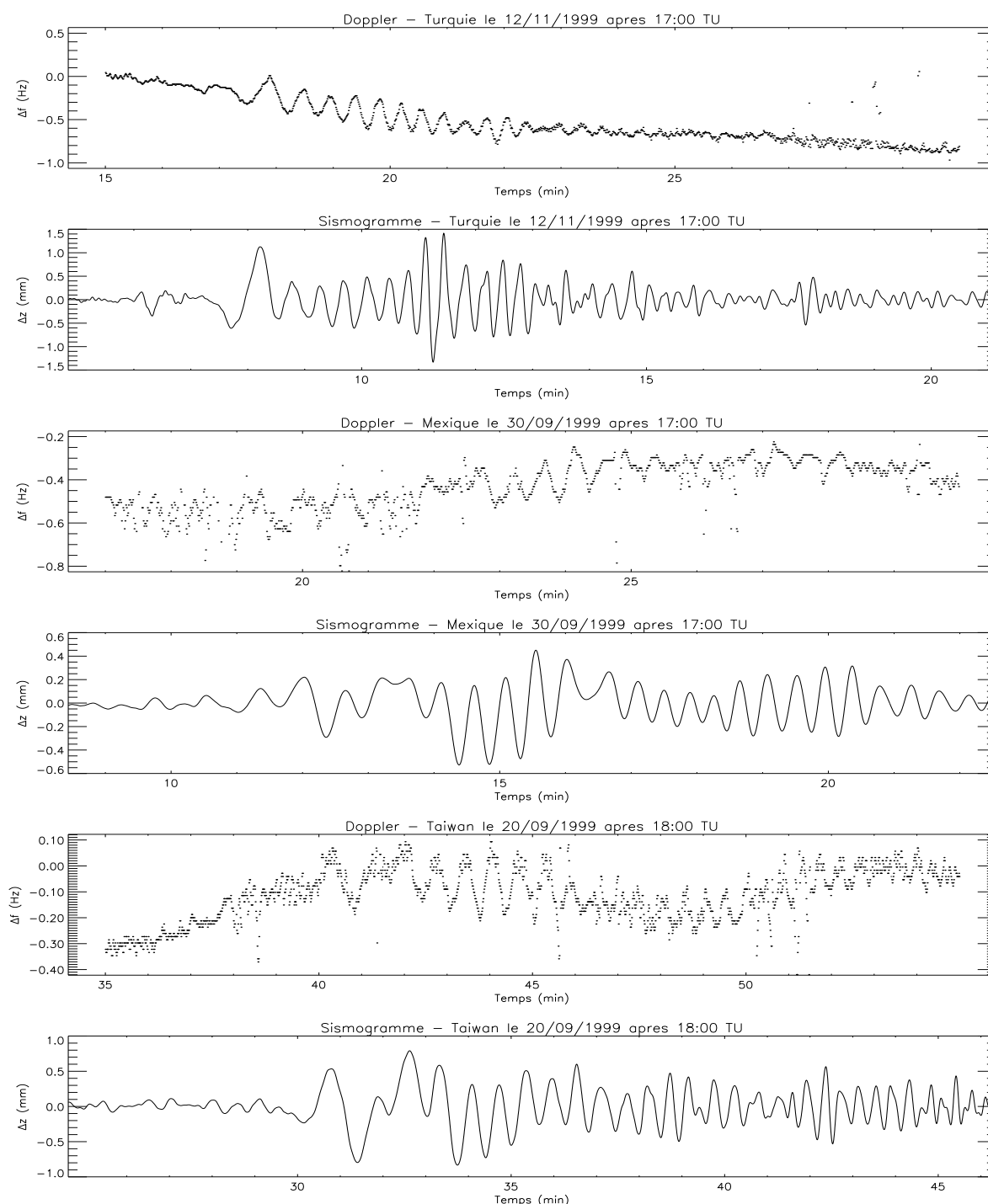


Figure II.2.30: Comparaison de la variation temporelle du décalage Doppler avec le sismogramme des séismes de Turquie, le 12 Novembre, du Mexique, le 30 Septembre, et de Taiwan, le 20 Septembre, qui se sont produits à des heures comparables. La courbe de Doppler du séisme du Mexique est rendue floue par la présence de diffusion sur la liaison entre Francourville et Bruyères le Châtel.

#### II.2.2.4 Etude du filtre atmosphérique

Barry et al. [1966] ont étudié précisément le filtre atmosphérique par rapport à la propagation de l'onde acoustique due à une explosion au niveau du sol. Ils ont déterminé l'atténuation en fonction de la fréquence de l'onde et de l'altitude; un exemple de filtre pour l'altitude 220 km est représenté sur la figure II.2.31.

Les spectres du sismogramme et des mesures Doppler ont été calculés pour trois séismes (Turquie 17/08, Costa Rica 20/08 et Turquie 12/11). Ces séismes ont été choisis comme étant les meilleurs représentants de chacune des trois tranches horaires étudiées (00: 00, 10: 00 et 17: 00 TU) correspondant à trois altitudes de réflexion de l'onde radar différentes.

Le spectre du signal Doppler pour le séisme du Costa Rica montre une très bonne concordance avec le spectre du sismogramme entre 30 et 120 secondes (figure II.2.33). L'altitude de réflexion de l'onde radar était de 140 km environ. On confirme ici que, pour une altitude de réflexion inférieure à 150 km, le filtre atmosphérique est quasi inexistant.

La comparaison des spectres pour le séisme du 12 Novembre montre que l'effet du filtre autour de 170 km d'altitude se fait sentir pour les périodes inférieures à 40 secondes (figure II.2.34). De plus, l'atténuation semble non négligeable entre 40 et 70 secondes. Pour les plus hautes périodes, l'atmosphère ne filtre pas encore.

Enfin, la comparaison des spectres du séisme de Turquie le 17 août montre très clairement qu'autour de 270 km d'altitude le filtre est total pour les périodes inférieures à 70 secondes (figure II.2.35). Pour les périodes plus élevées, le signal est très atténué.

Pour évaluer l'effet du filtre atmosphérique, les mesures Doppler sont comparées au sismogramme filtré, par un filtre passe-bande dont les limites sont déterminées sur la figure II.1.7. Deux exemples sont présentés: le séisme de Costa Rica et le séisme de Turquie du 17 août. Pour le séisme de Costa Rica, un filtre passe-bande effectif entre 5 et 100 secondes a été appliqué. La comparaison des mesures Doppler avec le sismogramme filtré montre que dans les sept premières minutes le signal est parfaitement transmis (figure II.2.36). Après cette période, une forte atténuation des mesures Doppler apparaît.

Un filtre passe-bande simplifié, effectif entre 70 et 250 secondes, a été appliqué au sismogramme de Turquie (figure II.2.37). La comparaison du signal calculé (sismogramme filtré) et du signal mesuré (mesures Doppler) apporte trois résultats principaux :

- la période d'environ 80 secondes de la fluctuation principale du sismogramme filtré entre 00: 11 et 00: 12 TU correspond parfaitement à celle des mesures Doppler entre 00: 24 et 00: 25 TU,
- les fluctuations de période 20-30 secondes ont totalement disparu sur les deux graphes.



Il ne subsiste plus que deux oscillations de période environ 180 secondes après le pic principal. Les composantes de période 20-40 secondes et 150-200 secondes des ondes de Rayleigh ont une vitesse de groupe du même ordre de grandeur, légèrement inférieure à celle de la composante 60-80 secondes (figure II.2.32). Ceci explique leur retard par rapport au pic principal et la superposition des composantes 20-40 et 150-200 secondes sur le sismogramme (figure II.2.29). Les périodes de 20-40 secondes, qui ont le plus d'énergie, masquent toutefois celles de 150-200 secondes. Le signal Doppler mesuré à 270 km fait mieux apparaître cette composante 150-200 secondes, les ondes à 20-40 secondes ayant disparu.

- les amplitudes relatives des différentes fluctuations ne sont pas correctement rendues par ce filtre, ce qui est peut être dû à la forme simplifiée de ce dernier.

Il sera intéressant de poursuivre cette étude systématique des séismes de magnitude de surface supérieure à 6 pour compléter la base de données et établir les facteurs d'atténuation des ondes acoustiques en fonction de l'altitude de réflexion de l'onde. Un filtre atmosphérique pourra être déduit de ces données et comparé à ceux donnés par les études théoriques (par exemple celui de Barry et al. [1966]).

Enfin, des études conjointes vont être menées avec l'IPGP. L'IPGP travaille sur un modèle de Terre prenant en compte l'atmosphère au lieu d'une surface libre. Ils calculent à partir d'un séisme synthétique, le sismogramme en un lieu donné et les oscillations atmosphériques à la verticale de ce lieu en fonction de l'altitude [Lognonné et al., 1997]. Les mesures Doppler devraient permettre de valider ce modèle.

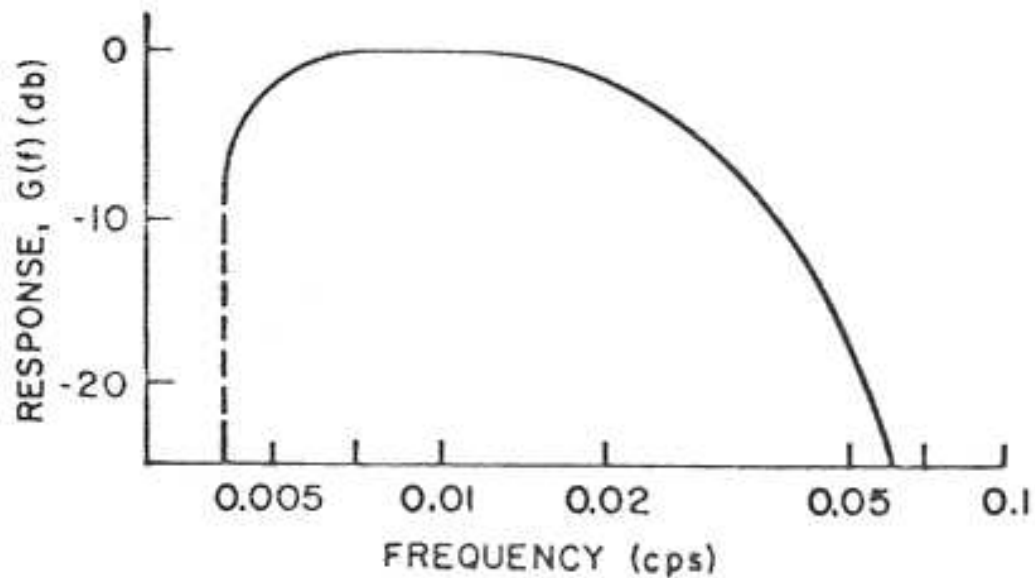


Figure II.2.31: Réponse du filtre atmosphérique pour une onde se propageant du sol à une altitude de 220 km dépendant de la fréquence. Fréquence de coupure acoustique à 0.004 Hz (250 secondes). Réponse haute fréquence  $G(f) = -6.01 \cdot 10^3 f^2$  [Barry et al., 1966].

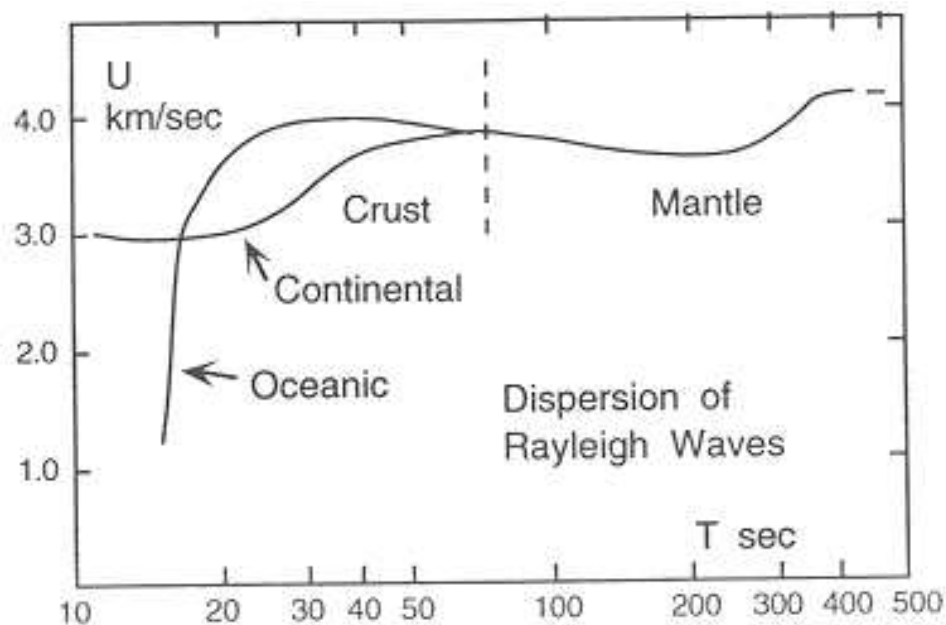


Figure II.2.32: Dispersion de la vitesse de groupe pour les ondes de Rayleigh dépendant de la période de l'onde et du milieu propageateur (lithosphère: croûte continentale ou océanique). Les ondes de périodes supérieures à 100 secondes se propagent par le manteau et ne sont pas influencées par le milieu lithosphérique [Bath, 1979].

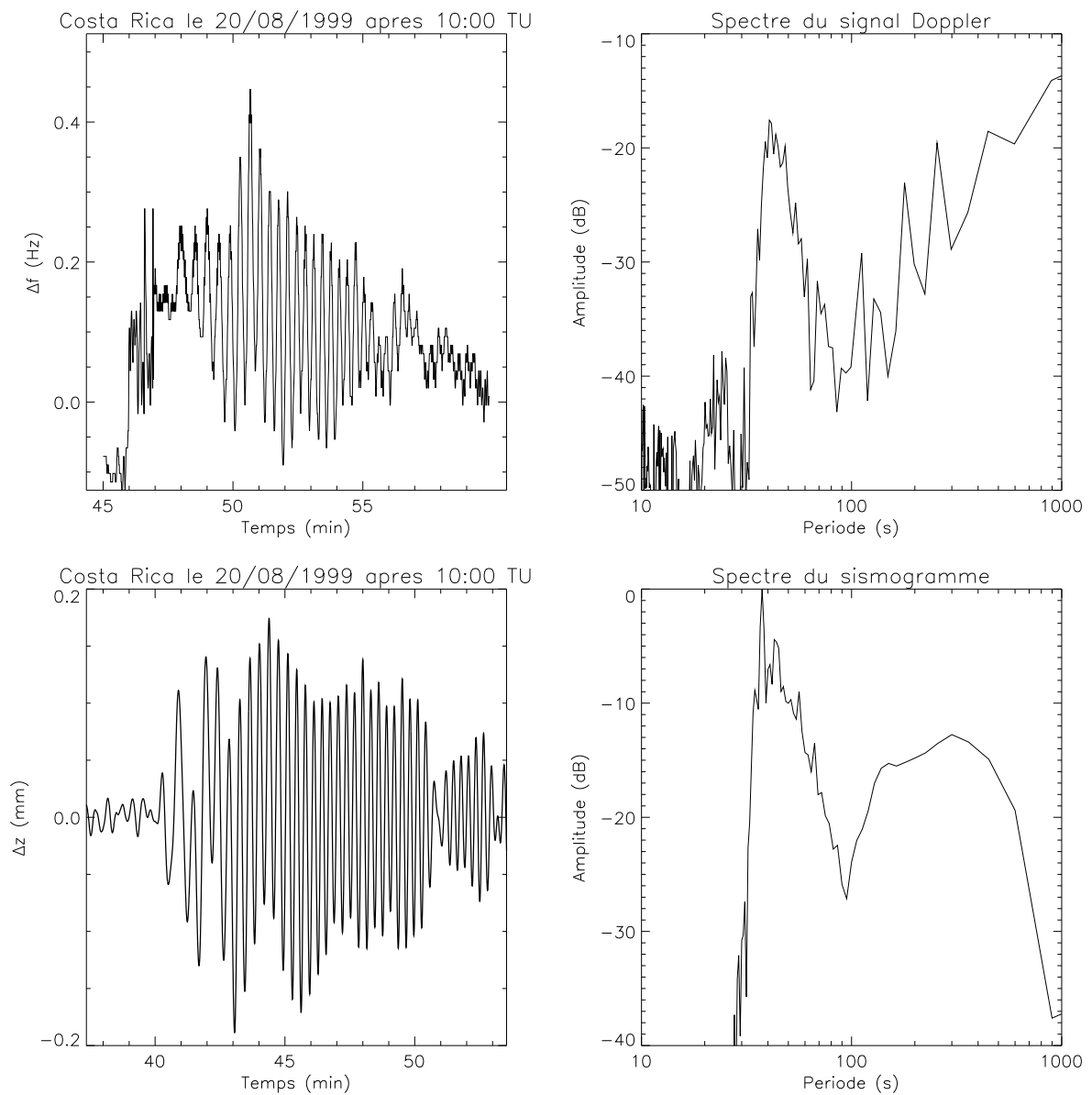


Figure II.2.33: Comparaison du sismogramme et des mesures Doppler, et de leur spectre respectif, pour le séisme du Costa Rica, le 20/08/1999.

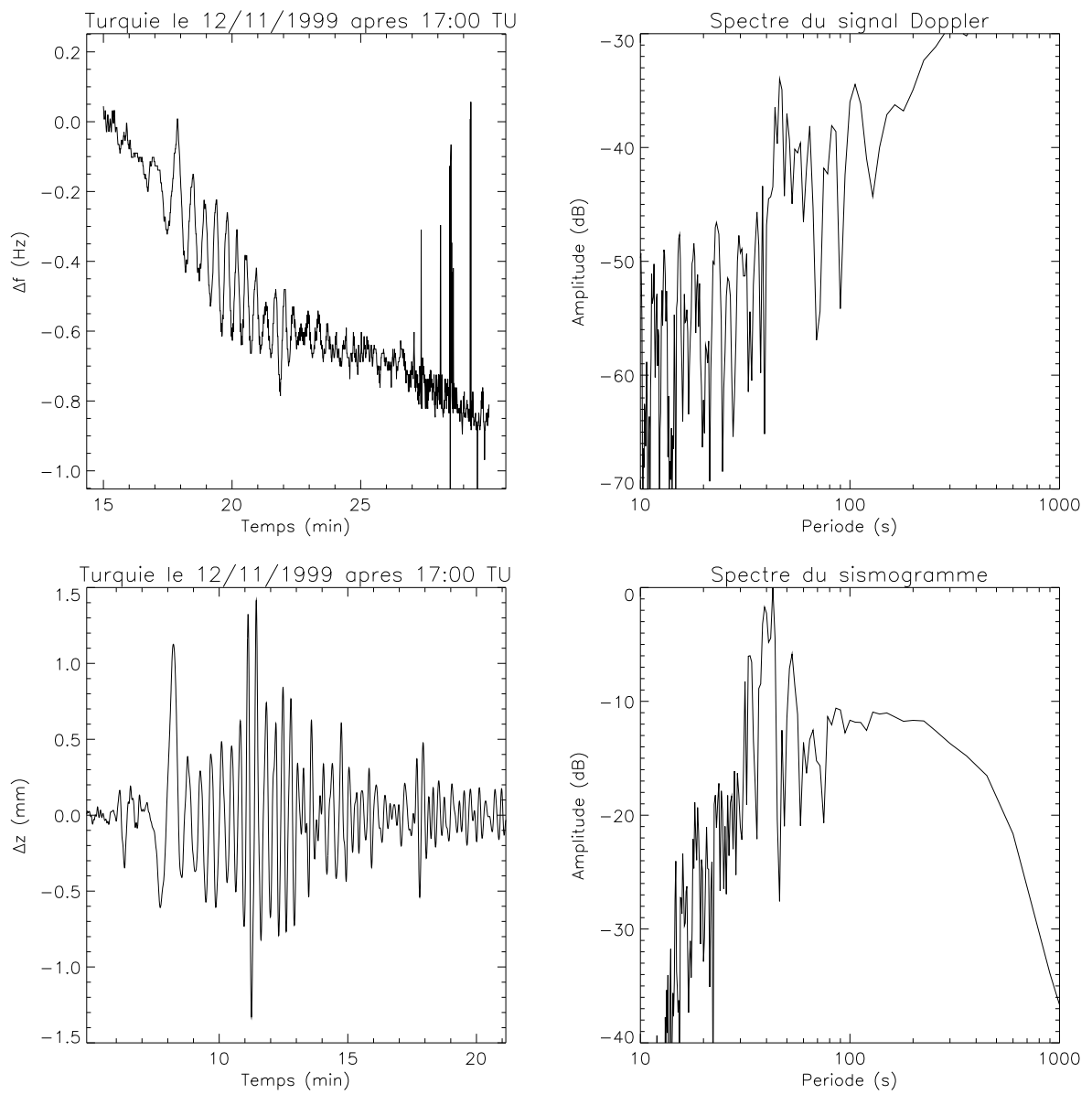


Figure II.2.34: Comparaison du sismogramme et des mesures Doppler, et de leur spectre respectif, pour le séisme de Turquie, le 12/11/1999.

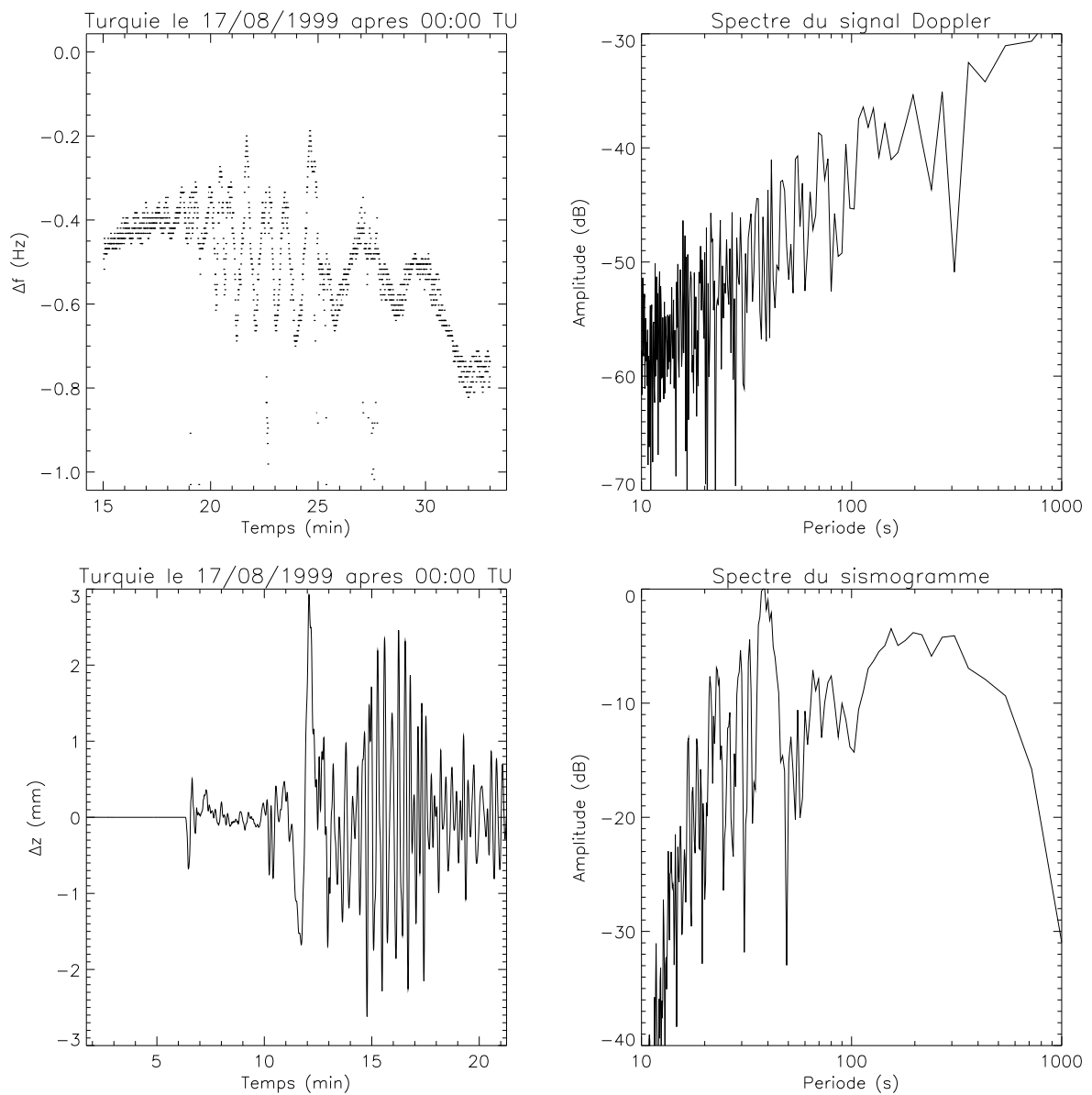


Figure II.2.35: Comparaison du sismogramme et des mesures Doppler, et de leur spectre respectif, pour le séisme de Turquie, le 17/08/1999.

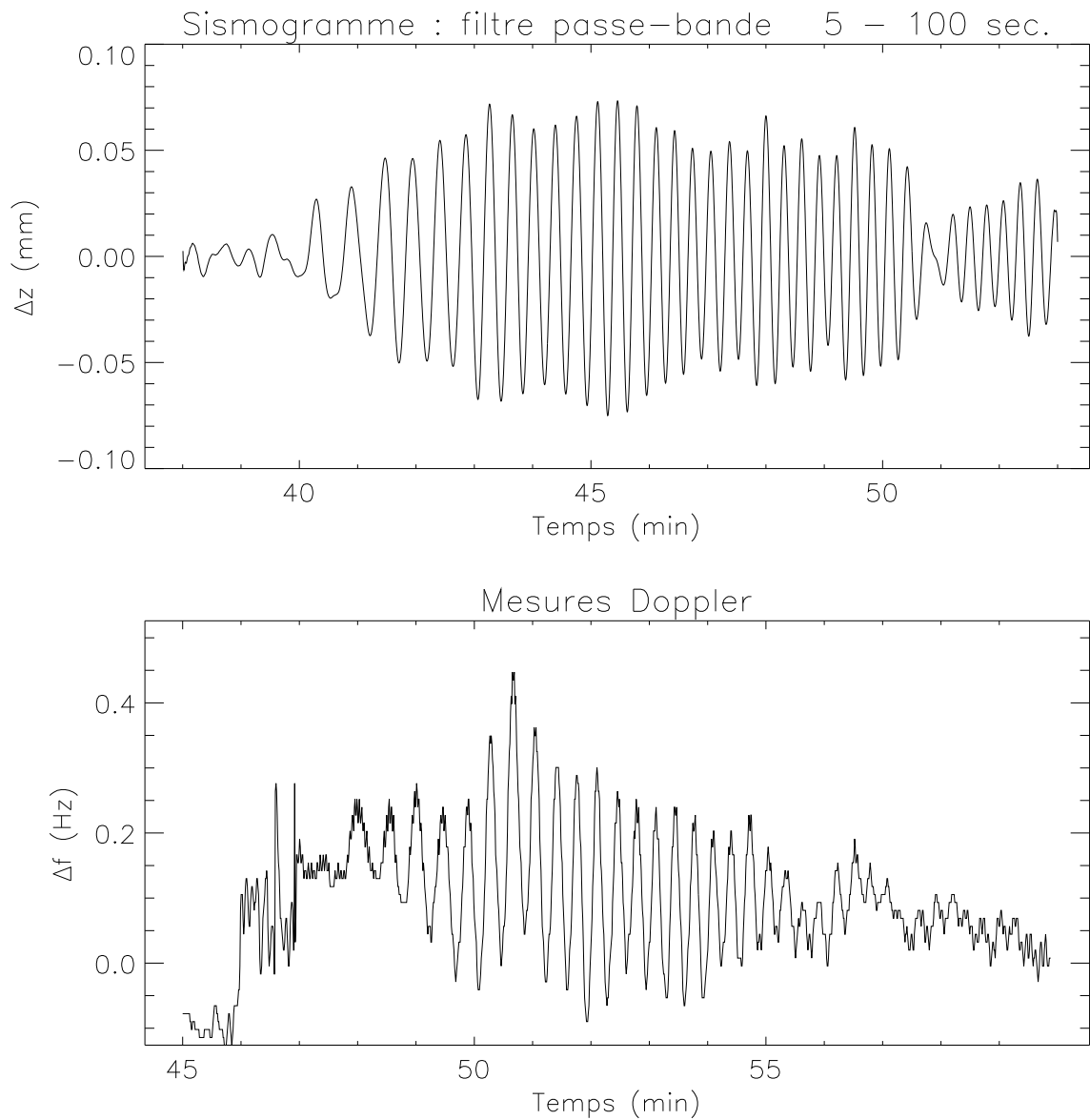


Figure II.2.36: Comparaison du sismogramme de Costa Rica, filtré avec un filtre passe-bande entre 5 ( $2.0 \cdot 10^{-1}$  Hz) et 100 secondes ( $1.00 \cdot 10^{-2}$  Hz), avec la mesure Doppler.

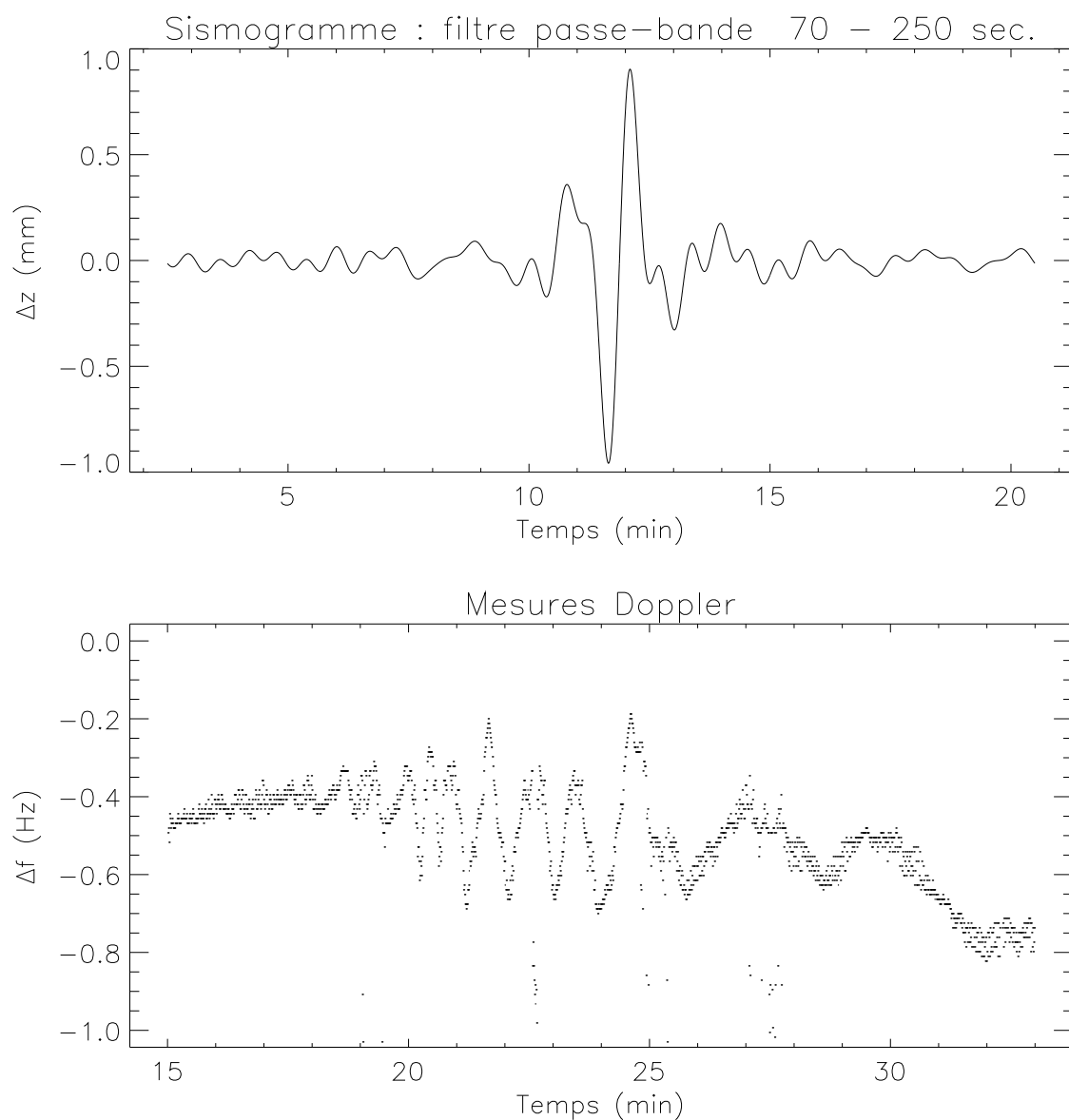


Figure II.2.37: Comparaison du sismogramme d'Izmit, filtré avec un filtre passe-bande entre 70 ( $1.43 \cdot 10^{-2}$  Hz) et 250 secondes ( $4.00 \cdot 10^{-3}$  Hz), avec la mesure Doppler.

# Conclusion

Le sujet de cette thèse est le traitement et l'analyse de données de systèmes radar HF pour étudier les perturbations de l'ionosphère équatoriale et à moyenne latitude.

Dans l'ionosphère équatoriale, la présence d'un fort courant électronique et ionique à 100-110 km, appelé électrojet, est source de deux types principaux d'irrégularités. Celles-ci, nommées type 1 et 2, sont étudiées depuis le début des années 1960 avec le radar à diffusion incohérente de Jicamarca. Leurs principales caractéristiques sont connues grâce à ce radar. Parallèlement, les théories permettant d'expliquer la formation de ces irrégularités ont été proposées. Les irrégularités de type 1 sont dues à l'instabilité deux-faisceaux qui se développe quand la vitesse de dérive des électrons dans la région E dépasse celle des ions de plus de la vitesse acoustique ionique. Les irrégularités de type 2 sont dues au fait qu'un milieu peu dense se trouve en dessous d'un milieu plus dense, il peut alors se développer une instabilité, si les conditions respectives du champ électrique et de la vitesse des électrons le permettent. Dans ces conditions, le milieu peu dense peut pénétrer dans le milieu plus dense, et créer des gradients importants sources d'irrégularités.

Les observations des deux types d'irrégularités dans la gamme VHF de Jicamarca ont été complétées par des mesures dans la gamme HF, étendant ainsi leur description spectrale. Des mesures HF réalisées en Afrique ont détaillé les conditions de formation de ces irrégularités dans cette gamme de fréquences. Les mécanismes de formation ont été ainsi précisés. Enfin, des mesures in situ avec des fusées-sonde ont permis de confirmer les mesures radar et valider les modèles écrits par rapport à ces dernières.

Les mesures réalisées par le LDG pendant l'Année Internationale de l'Electrojet Equatorial en 1993 à Korhogo (Côte d'Ivoire) avaient pour objectif de mieux définir les irrégularités de l'électrojet avec un radar zénithal HF fonctionnant sur quatre fréquences en parallèle. La nouveauté qu'introduisait ce radar était l'utilisation d'une antenne large lobe zénithal. Les précédentes mesures HF étaient faites dans un cône assez directif sous un angle d'élévation oblique. De plus, la largeur de l'impulsion était nettement plus élevée que celle utilisée par le LDG et donnait une résolution spatiale trop faible pour résoudre les différentes couches de l'électrojet.



Toutes ces nouveautés nous ont imposé de nous concentrer d'abord sur l'interprétation des diverses mesures : carte d'échos (temps - altitude virtuelle), fonction de diffusion (spectres de puissance pour plusieurs gammes d'altitude), et ionogramme. A cause du large lobe d'antenne, les irrégularités sont observées dans une gamme d'altitude et de distance importante, mais les échos reçus sont assez complexes car ils arrivent à un même instant de directions différentes. La géométrie équatoriale a permis de simplifier un problème a priori à trois dimensions en un problème à deux dimensions, à cause de la propriété fondamentale des irrégularités de l'électrojet, qui sont alignées avec le champ magnétique et donc présentes seulement dans le plan vertical Est-Ouest de Korhogo.

Les deux premières études sont consacrées à une meilleure compréhension de la provenance des échos.

Dans un premier temps, l'utilisation combinée des différentes mesures a permis d'identifier les traces de différentes intensités, indiquant différents types de réflexions, sur les cartes d'échos réalisées dans les heures suivant le lever du Soleil. Dans cette configuration matinale, les différents modes de propagation doivent être pris en compte, au risque de mal interpréter l'origine de ces différentes traces. En effet, le matin les fréquences critique des différentes régions pour les deux modes de propagation sont successivement proches des fréquences radar utilisées. L'écart entre les altitudes virtuelles de réflexion des deux modes de propagation est alors maximal. Dans cette étude, on a constaté une présence fréquente d'irrégularités E sporadiques à l'aube. Pour la plupart des expériences, les capacités du radar à répéter des mesures Doppler à un haut débit étaient réduites car le choix des programmes expérimentaux s'était plutôt porté sur les cartes d'échos à haute résolution sur de grandes distances (en 1993 on disposait d'une fonction de diffusion toutes les 10 minutes). Une étude approfondie des irrégularités E sporadiques dans l'ionosphère équatoriale comparant carte d'échos et fonction de diffusion n'a pu être menée ici. Les études de ce type d'irrégularités sont quasiment impossibles le jour dans la zone équatoriale à cause de l'omniprésence des irrégularités de l'électrojet qui empêchent la mesure de ces dernières. Par contre la nuit, au crépuscule ou à l'aube, celles-ci pourraient être menées pour compléter notre connaissance de ce phénomène dans la zone équatoriale.

Dans un second temps, l'étude d'une région de forme parabolique dans les cartes d'échos, entre 150 et 200 km de chemin de groupe, a permis d'identifier la signature des irrégularités de type 1 et 2 de l'électrojet dans ces cartes d'échos et dans les fonctions de diffusion. Nous avons utilisé pour cela un code de tracé de rayon et réalisé une simulation de l'intensité reçue par le radar et de la vitesse des irrégularités mesurée par le radar en fonction du chemin de groupe. Alors qu'avec un radar zénithal on s'attendait à ne pas pouvoir mesurer les irrégularités de type 1 (ayant une section efficace de diffusion très faible pour l'incidence verticale), l'antenne à large lobe a permis de recevoir des échos venant suffisamment de l'oblique pour pouvoir mesurer ce type d'irrégularité et en déterminer la vitesse horizontale reliée au champ électrique de l'électrojet.

Ces études concernant la compréhension du fonctionnement du radar étant faites, les données du radar ont pu être utilisées pour caractériser et déterminer l'origine des irrégularités observées dans les différentes régions de l'ionosphère équatoriale.

Ainsi lors des orages magnétiques, une des fonctions de diffusion perturbées présente une asymétrie dans la structure Est-Ouest des irrégularités. L'orage est la cause de l'arrêt du développement des irrégularités de l'électrojet. A cause de la largeur du cône d'observation, le radar permet de suivre la région d'absence d'irrégularités qui s'éloigne, petit à petit, dans la direction de propagation des irrégularités.

L'étude qui semble la plus importante porte plus particulièrement sur les irrégularités présentes en région F et découvertes par le radar LDG. Les mesures précédentes n'avaient pas permis leur identification sans ambiguïté. Les seules irrégularités connues dans la région F sont celles, mesurées à Jicamarca, entre 140 et 180 km d'altitude, dites "échos à 150 km". La mesure de la vitesse verticale de ces irrégularités permet d'accéder facilement au champ électrique zonal. Différemment, les fonctions de diffusion réalisées par le radar LDG donnent des mesures de la vitesse zonale (longitudinale) et permettent d'accéder au champ électrique vertical à condition d'avoir soustrait précédemment la composante du vent local. Concernant le mécanisme de formation, la statistique de présence de ces irrégularités dans les données du radar montre que ces irrégularités de la région F1, et plus généralement toutes les irrégularités mesurées dans la région F, apparaissent seulement quand les irrégularités de l'électrojet se développent. La présence de ces irrégularités pose des questions théoriques intéressantes. Des modélisations de l'instabilité de dérive de gradient dans le cas de la région F équatoriale de jour devraient être réalisées pour vérifier si les conditions de développement de ce type d'instabilité peuvent être réunies. Ce type de radar peut être utilisé et permettre des observations nouvelles des structures de l'ionosphère équatoriale. Ces observations suggèrent que la structure de l'électrojet est plus complexe que ne le laissaient prévoir les modèles.

L'originalité des mesures du LDG était d'utiliser pour la première fois un radar d'incidence verticale à large lobe d'antenne. Ce dispositif a permis d'observer d'une manière nouvelle la zone équatoriale en fournissant des données simultanées sur les différentes régions de l'ionosphère sur des distances horizontales importantes. La difficulté nouvelle due à l'utilisation de ce type de radar était des échos complexes. Les différentes mesures réalisées en parallèle avec une impulsion fine ont permis de mesurer simultanément les régions E et F, et la vitesse horizontale et verticale des irrégularités. La complexité des mesures a demandé un effort important d'interprétation et de simulation qui a permis de montrer clairement la signature des différents types d'irrégularités dans les données du radar.

Dans l'ionosphère à moyenne latitude, d'autres sortes de perturbations ionosphériques sont

étudiées à l'aide du réseau de Francourville. La technique de mesure utilisée est la mesure Doppler, qui permet, sur une liaison en émission continue bistatique, de mesurer la vitesse verticale du point de réflexion de l'onde émise. Cette technique est généralement utilisée pour étudier des ondes de petite, moyenne et grande échelle de période, et de déterminer leur vitesse et leur azimut quand on utilise un réseau d'au moins trois liaisons bistatiques. Les mécanismes sources de ces ondes sont encore en débat entre des phénomènes météorologiques, magnétiques, ou d'ondes de gravité. Dans le cadre de cette thèse, le choix du LDG s'est porté sur l'étude des effets ionosphériques d'autres phénomènes perturbateurs, tels que les séismes et une éclipse totale de Soleil, moins fréquents mais qui ont l'avantage d'avoir une source connue.

L'étude de l'éclipse du 11 Août 1999, qui s'est produite dans l'ionosphère à la verticale du réseau de Francourville, a permis de calculer certains paramètres du plasma ionosphérique et de mesurer les paramètres de propagation d'une onde de gravité engendrée par le passage supersonique de l'ombre de la Lune sur l'atmosphère terrestre. Des expériences pour observer les effets d'une éclipse ont toujours été réalisées par les ionosphéristes, car connaissant pendant la durée de l'éclipse la variation du flux photonique solaire ionisant, on peut, en utilisant les équations de continuité de la densité électronique, calculer les taux de perte pour chacune des régions de l'ionosphère. La spécificité des mesures du LDG était une périodicité de répétition des ionogrammes plus élevée que lors des précédentes expériences (un ionogramme toutes les minutes, au lieu de toutes les cinq minutes dans les meilleurs des cas). Cette répétition rapide des mesures a permis de mieux suivre l'évolution de la variation d'ionisation qui se produit pendant l'éclipse. Les valeurs des taux de perte trouvées sont cohérentes avec les mesures précédemment effectuées. On a pu aussi grâce à cette rapidité de répétition des mesures évaluer la vitesse de transport des électrons de la région F1, où ils sont formés majoritairement, vers la région F2, où ils sont les plus concentrés grâce à une durée de vie plus longue. Cette évaluation de la vitesse de transport par les ionogrammes a été vérifiée par les mesures Doppler. En association avec des laboratoires européens, nous avons cartographié la perturbation au dessus de l'Europe occidentale dans la région F1. Ces cartes et les mesures Doppler montrent la très grande réactivité de la région F1 au changement de la source ionisante. Un autre champ d'étude pendant les éclipses s'est ouvert dans les années 1970 avec la prédiction de la formation d'une onde de gravité générée par le passage supersonique de l'ombre de la Lune sur l'atmosphère terrestre. L'ombre refroidit un cylindre atmosphérique, ce qui crée une dépression qui se propage poussée par le front de sillage. Grâce à des mesures en réseau et l'utilisation d'une méthode puissante de calcul de corrélation entre plusieurs signaux (PMCC), l'onde de gravité a pu être identifiée clairement : la vitesse de phase et l'azimut ont été mesurés. Les effets de l'ionisation sur les mesures Doppler ont été nettement dissociés des effets de l'onde de gravité, contrairement à des mesures précédentes qui ne bénéficiaient pas du même dispositif. La détermination de l'altitude de la source dans l'ionosphère et non dans la stratosphère, comme le suggéraient les observations précédentes, est

un résultat important.

La deuxième thème d'étude menée avec le réseau de Francourville porte sur les effets des séismes sur l'ionosphère, dans le but de déterminer le filtre atmosphérique. Dans les années 1960, des fluctuations consécutives à de très forts séismes (magnitude supérieure à 8) ont été attribuées à la propagation verticale d'une onde de pression créée au niveau du sol par le déplacement de celui-ci. Les moyens de traitement de signal ont permis par la suite de détecter des séismes de plus faible magnitude. Les mesures réalisées avec le réseau de Francourville montrent que les séismes dont la magnitude est supérieure à 6 (déplacement du sol à Francourville de l'ordre du dixième de millimètre) sont mesurables dans la journée; la magnitude doit être supérieure à 7 (déplacement du sol de l'ordre du millimètre) pour pouvoir mesurer un séisme en pleine nuit. La comparaison des spectres des sismogrammes et des mesures Doppler permet de déterminer les valeurs de fréquence de coupure atmosphérique, pour lesquelles l'atténuation de l'onde est trop importante pour qu'elle puisse se propager plus haut. Les fréquences de coupure varient avec l'altitude et la fréquence des ondes atmosphériques. L'identification des effets des séismes sur l'ionosphère est ainsi un moyen de mesure du filtre atmosphérique. Les effets de viscosité, d'atténuation, sont mal connus car la thermosphère est peu accessible aux mesures in situ. Les résultats de cette étude ont une retombée pour l'étude des infrason menée au LDG. De plus, ces mesures Doppler devraient permettre de valider un modèle de sismologie considérant la Terre non plus avec une surface libre au-dessus de la sphère solide, mais avec une couche gazeuse absorbant une partie de l'énergie dégagée par les séismes.



# **Annexes**



## Annexe A

# La théorie magnéto-ionique et son application au cas équatorial

### A.1 Théorie magnéto-ionique

#### A.1.1 Equation d'Appleton Hartree

##### Description du milieu magnéto-ionique

Pour interpréter les signaux radio transmis à travers, ou réfléchis par l'ionosphère, il est nécessaire de connaître l'indice de réfraction de celle-ci. La formule pour l'indice de réfraction est souvent nommée équation d'Appleton-Hartree en raison des travaux d'Appleton [1932] et de Hartree [1931].

On définit le milieu magnéto-ionique comme un plasma homogène, constitué d'électrons libres et d'ions lourds positifs, en présence d'un champ magnétique uniforme  $B_o$ ; on peut tenir compte des collisions des électrons avec les autres espèces (molécules et atomes neutres, ions). Pour obtenir les relations constitutives du milieu pour des ondes radio de faibles amplitudes (approximation WKB), nous supposons que la fréquence de collision est indépendante de l'énergie de l'électron, que les ions positifs sont infiniment massifs, et donc ne bougent pas sous l'influence des variations du champ électrique.

##### Variables de la théorie magnéto-ionique

Nous utiliserons dans la suite des variables propres à la théorie magnéto-ionique. Nous prenons donc un peu de temps pour les décrire.



- $X = \frac{f_p^2}{f^2}$ , où  $f_p$  est la fréquence plasma<sup>1</sup> du milieu où l'onde se propage et  $f$  la fréquence de l'onde incidente;
- $Y = \frac{f_H}{f}$ , où  $f_H$  est la gyrofréquence électronique;
- $Y_L = Y \cos \theta$ , où  $\theta$  est l'angle entre  $\vec{B}_o$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$
- $Y_T = Y \sin \theta$
- $Z = \frac{\nu}{\omega}$ , où  $\omega$  est la pulsation de l'onde incidente et  $\nu$  la fréquence de collision.

La gyrofréquence électronique est la fréquence de rotation d'un électron se déplaçant autour d'une ligne de champ magnétique  $\vec{B}$  de manière hélicoïdale. On a  $\omega_H = \frac{eB}{m}$ , avec  $e$  la charge élémentaire et  $m$  la masse de l'électron. On suppose que la Terre est un dipôle magnétique, le champ magnétique s'écrit :

$$B = \frac{R_E^3(1 + 3\sin^2(\lambda))^{1/2}}{(R_E + h)^3} 0.3 \cdot 10^{-4} \text{ en Tesla}$$

$R_E$  rayon de la Terre (6370 km)

où  $\lambda$  latitude magnétique du lieu d'où l'onde est émise

$h$  l'altitude.

La gyrofréquence électronique  $f_H$  vaut donc

$$f_H = \frac{e B}{2\pi m} \quad (\text{A.1})$$

La latitude magnétique de Korhogo est de  $2^\circ$  Sud. La variation de  $f_H$  est faible pour les altitudes considérées ici, entre 90 et 300 km ( $f_H = 0.78 \text{ MHz}$ ).

### Expression de l'indice de réfraction réel $\mu$

L'expression de l'indice de réfraction de l'onde dérive de l'équation du mouvement d'un électron entraîné par l'onde incidente et du rapport de la polarisation de cette onde. Le résultat du calcul de cet indice est l'équation d'Appleton.

$n$  est l'indice de réfraction complexe, où  $n^2 = (\mu - i\chi)^2$ , avec  $\mu$ , la partie réelle de  $n$ , qui est le

---

<sup>1</sup>On rappelle ici que la fréquence plasma  $f_p$  est proportionnelle à la racine carrée de la densité électronique locale  $N$ :  $f_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{4\pi^2\epsilon_0 m}}$  où  $m$  est la masse d'un électron et  $e$  la valeur absolue de sa charge. Pour donner un ordre de grandeur, une densité électronique de  $1.0 \cdot 10^6$  électrons/cm<sup>3</sup>, typique du maximum de densité de l'ionosphère équatoriale, correspond à une fréquence plasma de 8.9 MHz

véritable indice de réfraction et  $\chi$ , la partie imaginaire de  $n$ , qui représente les pertes. On écrit alors l'équation de Appleton

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)} \pm [\frac{Y_T^4}{4(1-X-iZ)^2} + Y_L^2]^{1/2}} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas de notre étude où la réflexion ou la diffusion ont lieu dans les régions E et F, nous négligeons les collisions des électrons donc  $Z \approx 0$ . L'équation se simplifie ainsi

$$\mu^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_T^2 \pm [Y_T^4 + 4(1-X^2)Y_L^2]^{1/2}} \quad (\text{A.3})$$

Le  $\pm$  correspond aux deux modes de propagation ordinaire (+) et extraordinaire (-).

### A.1.2 Hauteurs virtuelles

Lors des sondages radio de l'ionosphère<sup>2</sup>, nous n'avons accès qu'à la durée de propagation de l'impulsion de l'émetteur vers le récepteur  $\Delta t$ . La vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide est la vitesse de la lumière  $c$ , mais à travers un milieu ionisé il faut prendre en compte la vitesse de groupe qui est inférieure à  $c$ . Il est plus simple de calculer l'altitude virtuelle des échos  $h'$  avec la relation suivante

$$h' = \frac{1}{2}c\Delta t \quad (\text{A.4})$$

où l'on surestime la vitesse de propagation car l'on ne connaît pas exactement le profil de densité électronique dont cette vitesse dépend ; l'altitude virtuelle est donc supérieure ou très supérieure, à l'altitude réelle de l'écho.

Dans le cadre de notre rappel théorique, on part d'un profil de densité électronique donné, et on désire connaître les hauteurs virtuelles des échos à des fréquences de sondage variables. On peut écrire cette relation en fonction de l'indice de réfraction de groupe,  $\mu'$

$$h' = \int_0^{h_r} \mu' dh \quad (\text{A.5})$$

où  $h_r$  est la hauteur réelle de réflexion de l'écho et  $\mu'$  défini comme ceci  $\mu' = \frac{\partial}{\partial f}(\mu f)$ . On exprime  $\mu'$  en fonction des variables de la théorie magnéto-ionique

$$\mu' \mu = \mu^2 + \frac{2}{D} [1 - \mu^2 - X^2 + \frac{(1 - \mu^2)(1 - X^2)Y_L^2}{A}] \quad (\text{A.6})$$

avec  $D = 2(1 - X) - Y_T^2 \pm A$

et  $A^2 = Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - X)^2$

Les courbes de variation de la hauteur virtuelle en fonction de la fréquence de l'onde ont les caractéristiques suivantes:

---

<sup>2</sup>On utilise ici les formules données par K. Davies [1990]

- le mode ordinaire (O) entre en résonance quand la fréquence de l'onde est égale à la fréquence plasma du maximum du profil de densité électronique. Si on a plusieurs pics dans ce profil, on aura plusieurs fréquences de résonance, ou fréquences critiques ou semi-critiques. En règle générale, à l'équateur on a deux pics : un en région E, l'autre en région F2; on appellera la fréquence de résonance de la région E  $f_{oE}$ , et celle de la région F2  $f_{oF2}$ .
- le mode extraordinaire (X) suit la même loi que l'ordinaire à ceci près que les résonances du mode X sont supérieures de la moitié de la gyrofréquence électronique par rapport à celles du mode O :  $f_X = f_o + f_H/2$ . De plus, le mode X entre en résonance à la gyrofréquence électronique.

On illustre ceci avec la figure A.1, extraite du manuel d'interprétation des ionogrammes de l'URSI [1972], dans le cas d'un profil de densité électronique avec un seul pic.

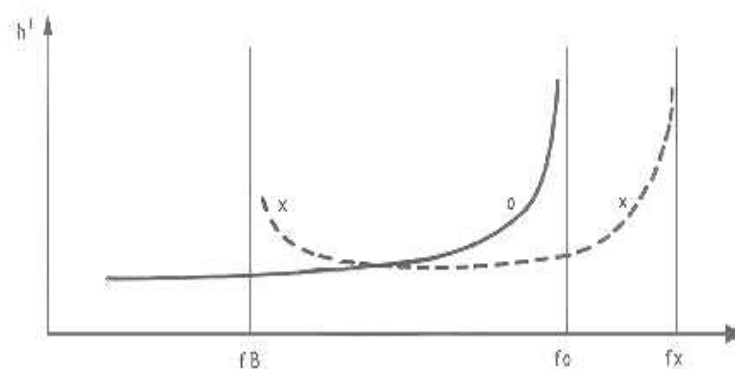


Figure A.1: Hauteur virtuelle pour les modes O et X. La gyrofréquence est notée ici  $f_B$ .

## A.2 Calcul de la hauteur virtuelle dans le cas équatorial

### A.2.1 Calcul de $\mu$

On peut simplifier l'équation d'Appleton, A.3, en prenant le cas particulier de l'émission d'une impulsion à la verticale sous l'équateur magnétique. Avec  $\theta = 90^\circ$ , nous sommes dans le cas de la propagation transverse, ou perpendiculaire. Nous avons donc pour l'onde ordinaire

$$\mu^2 = 1 - X \quad (\text{A.7})$$

et pour l'onde extraordinaire

$$\mu^2 = 1 - \frac{X(1 - X)}{1 - X - Y^2} \quad (\text{A.8})$$

On remarque que seulement dans cette disposition géométrique la propagation de l'onde ordinaire est indépendante du champ magnétique.

On modélise un profil de densité avec deux pics en appliquant par deux fois la loi de Chapman

$$f^2(h) = f_{max}^2 e^{0.5(1-z(h)-e^{-z(h)})} \quad (\text{A.9})$$

$f$  est la fréquence plasma  
 $f_{max}$  est la fréquence plasma associée à la densité électronique maximale du profil  
 où  $h$  est la variable altitude  
 $z$  est le paramètre d'échelle, avec  $z = (h - h_{max})/H$  où  
 $h_{max}$  l'altitude du maximum du profil de densité électronique  
 $H$  la hauteur d'échelle

Pour un profil à deux pics, on a  $f^2 = f_E^2 + f_{F2}^2$ .

On représente sur la figure A.2 les isocontours de X en fonction de l'altitude et de la fréquence de sondage à partir d'un profil de densité électronique défini par les paramètres suivants, décrivant une courbe de type Chapman

	région E	région F2
Altitude du maximum du profil de densité (km)	108	300
Fréquence plasma associée à la densité maximale (MHz)	3.9	12
Hauteur d'échelle (km)	15	60

Les graphes du haut des figures A.3 et A.4 montrent les isocontours des valeurs de  $\mu$  pour les deux modes de propagation. L'onde se réfléchit sur l'ionosphère quand  $\mu = 0$ . On repère les hauteurs de réflexion en fonction de la fréquence de sondage avec les isocontours de  $\mu = 0$ .

On vérifie que l'isocontour de  $\mu = 0$  pour l'onde ordinaire (figure A.3) reproduit l'isocontour X=1 en rouge de la figure A.2. On trouve qu'à 108 km la fréquence où  $\mu = 0$  est égale à  $f_{max}$  en région E du profil de densité électronique choisi.

Dans le cas extraordinaire (figure A.4), on remarque deux isocontours où  $\mu = 0$ . En théorie, on a deux ensembles de lieux de réflexion en X=1+Y et en X=1-Y. Pour une altitude donnée on a donc deux équations du second degré à résoudre connaissant la densité électronique, donc la fréquence plasma, et la gyrofréquence. A 108 km, le calcul nous donne pour X=1+Y, une fréquence de sondage f=3.52 MHz, et pour X=1-Y, f=4.32 MHz. En pratique pour le mode extraordinaire, seul le lieu de réflexion, X=1-Y, est observable.

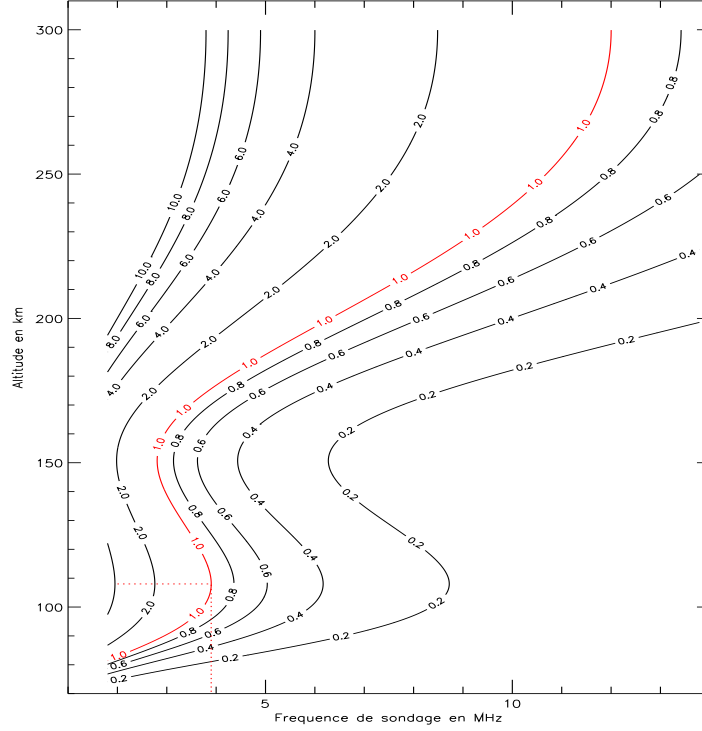


Figure A.2:  $X$  en fonction de la fréquence incidente et de l'altitude. On représente en rouge l'isocontour  $X=1$ , c'est-à-dire quand  $f = f_p$ . Cet isocontour est la représentation du profil de densité électronique choisi dans ce calcul. Lorsque  $X < 1$  la propagation est possible, alors qu'elle est impossible quand  $X > 1$ ,  $n$  est alors imaginaire.

### A.2.2 Calcul de $\mu'$

On peut ici aussi simplifier les différents termes de la relation A.6. On rappelle que  $\theta = 90^\circ$ ,  $Y_T = Y$  et  $Y_L = 0$ ; on a donc  $A = Y^2$ , d'où  $D = 2(1 - X)$  en mode O, et  $D = 2(1 - X) - 2Y^2$  en mode X. A.6 devient

$$\mu_o \mu_o' = \mu_o^2 + \frac{1 - \mu_o^2 - X^2}{1 - X} \quad (\text{A.10})$$

$$\mu_x \mu_x' = \mu_x^2 + \frac{1 - \mu_x^2 - X^2}{1 - X - Y^2} \quad (\text{A.11})$$

Les isocontours du bas des figures A.3 et A.4 montrent respectivement  $\mu_o'$  et  $\mu_x'$ .

### A.2.3 Calcul des hauteurs virtuelles

Pour calculer les hauteurs virtuelles à partir de  $\mu'$ , on va pour des facilités de calcul transformer l'intégrale en une somme. La relation A.5 devient

$$h' = \Sigma \mu' \Delta h \quad (\text{A.12})$$

avec  $\Delta h$  le pas en altitude de notre calcul.

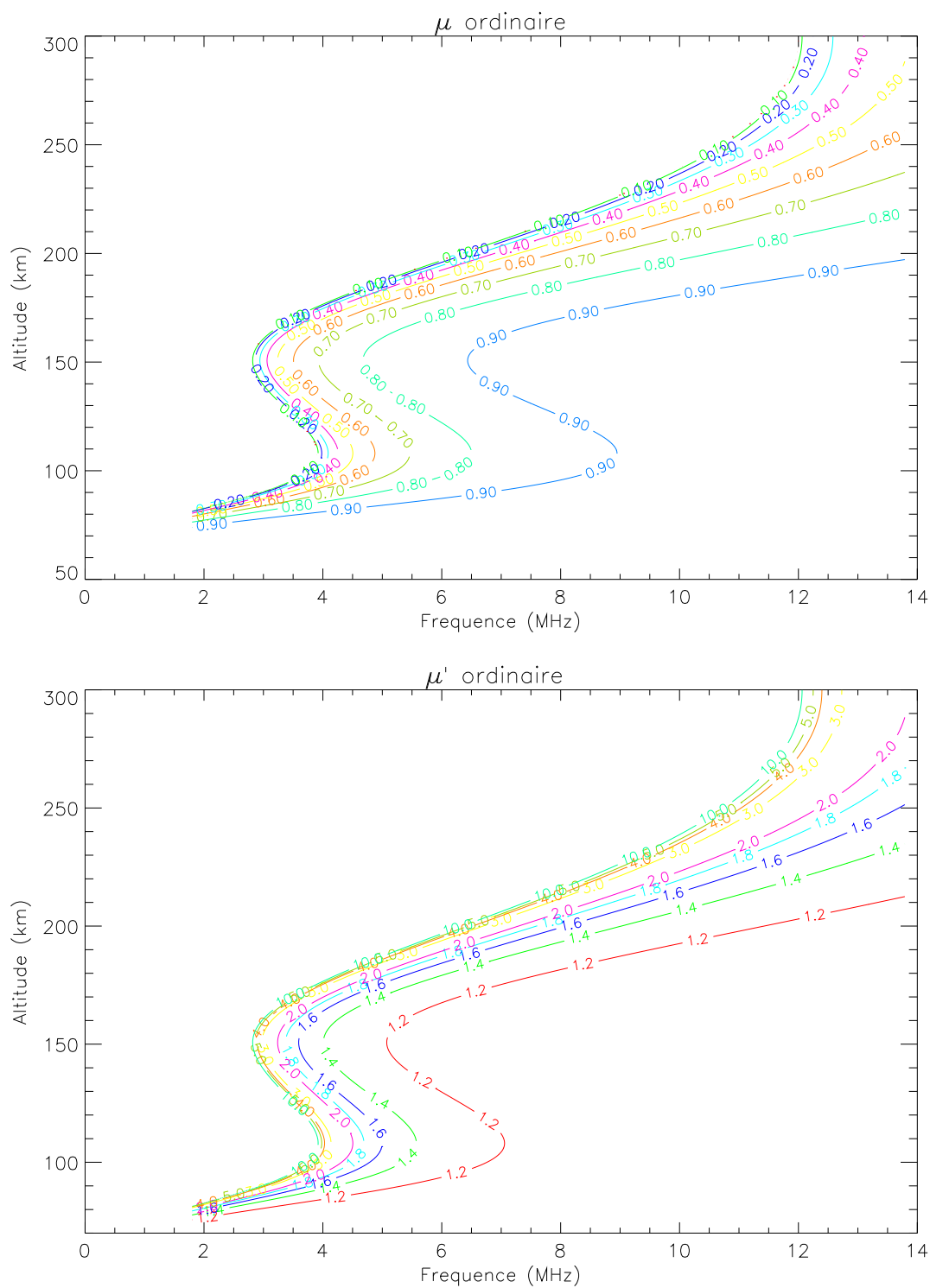
Entre 0 et 70 km,  $\mu$  vaut 1 partout, ou presque, une précision importante n'est donc pas nécessaire,  $\Delta h = 1$  km. Au dessus de 70 km,  $\mu$  varie beaucoup plus vite, un pas plus fin est choisi,  $\Delta h = 100$  m. Le résultat du calcul est représenté sur la figure A.5. On représente en bleu ciel le profil de densité électronique utilisé pour le calcul. On a repéré la hauteur des sommets des pics de densité électronique par des lignes en tirets à 108 km pour la région E et à 300 km pour la région F2. En rouge, on a le résultat du calcul pour le mode ordinaire. On a une résonance quand la courbe tend vers les hauteurs virtuelles infinies. On constate que les deux fréquences de coupure de l'onde ordinaire sont bien égales à la fréquence plasma des deux maxima du profil de densité électronique. Au-dessus de  $f_{oF2}$ , la courbe qui descend est un artifice de calcul.

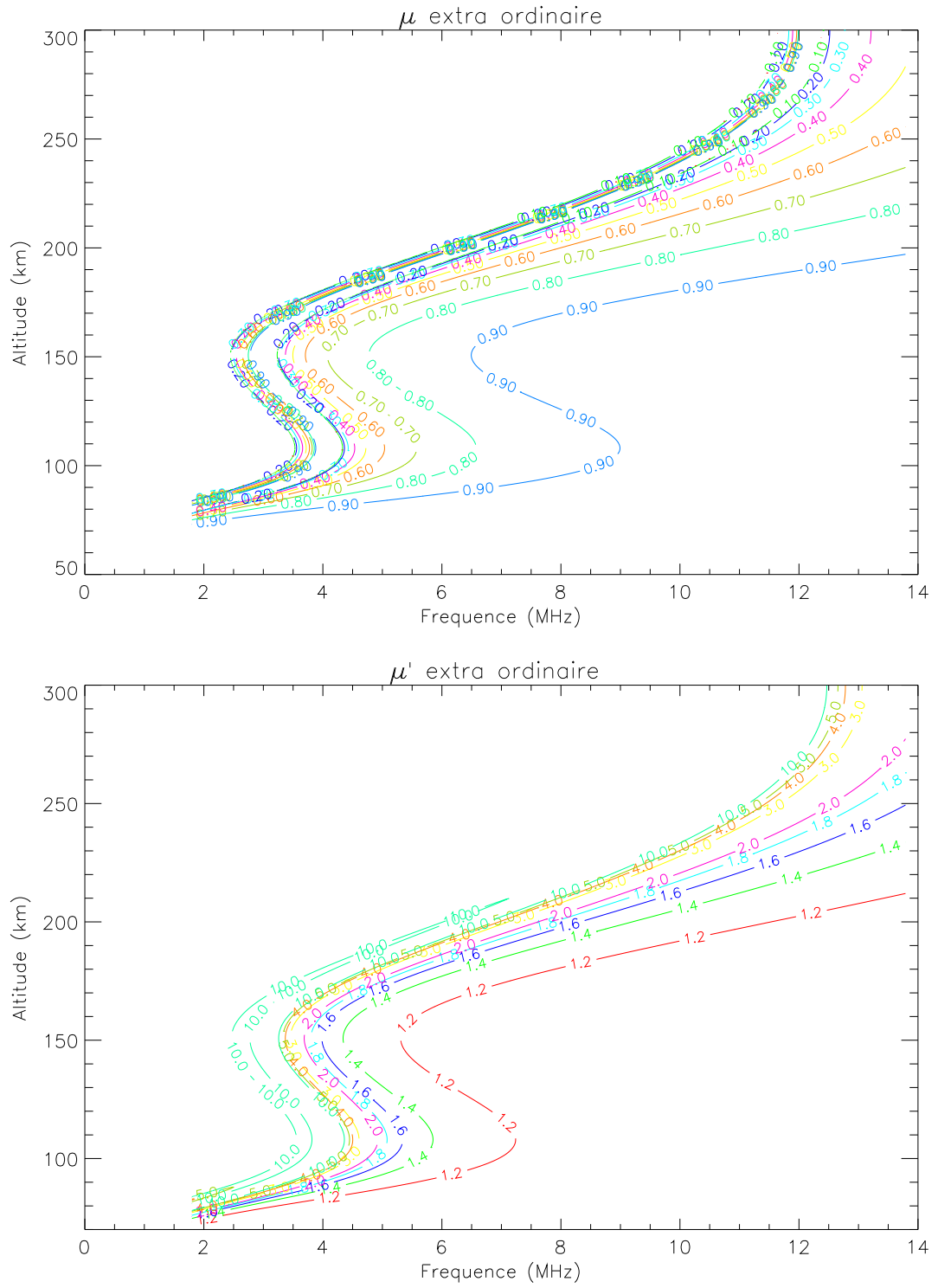
Avec les résultats du calcul du mode extraordinaire en vert, on vérifie la relation  $f_x = f_o + f_h/2$  donnée au paragraphe 2.1.2. Avec la relation A.1, on calcule  $f_H$  à 108 km et à 300 km. A 108 km,  $f_H = 0.80$  MHz et  $f_{xE} - f_{oE} = 0.42$  MHz, à 300 km  $f_H = 0.73$  MHz, et  $f_{xF2} - f_{oF2} = 0.37$  MHz, dans les deux cas, aux erreurs d'arrondis près, la différence entre fréquence de coupure des deux modes est à peu près de la moitié de  $f_H$ .

On peut assimiler ces courbes de variation de la hauteur virtuelle en fonction du mode de propagation, de la fréquence de sondage et d'un profil de densité électronique, à un "ionogramme théorique". En effet, un ionogramme est une mesure de la hauteur virtuelle des échos reçus d'une salve d'impulsions émises sur une rampe de fréquences comprises généralement entre 1 et 15 MHz. Notre simulation nous permet de prévoir quelle serait l'allure d'un ionogramme effectué pour un profil de densité électronique donné.

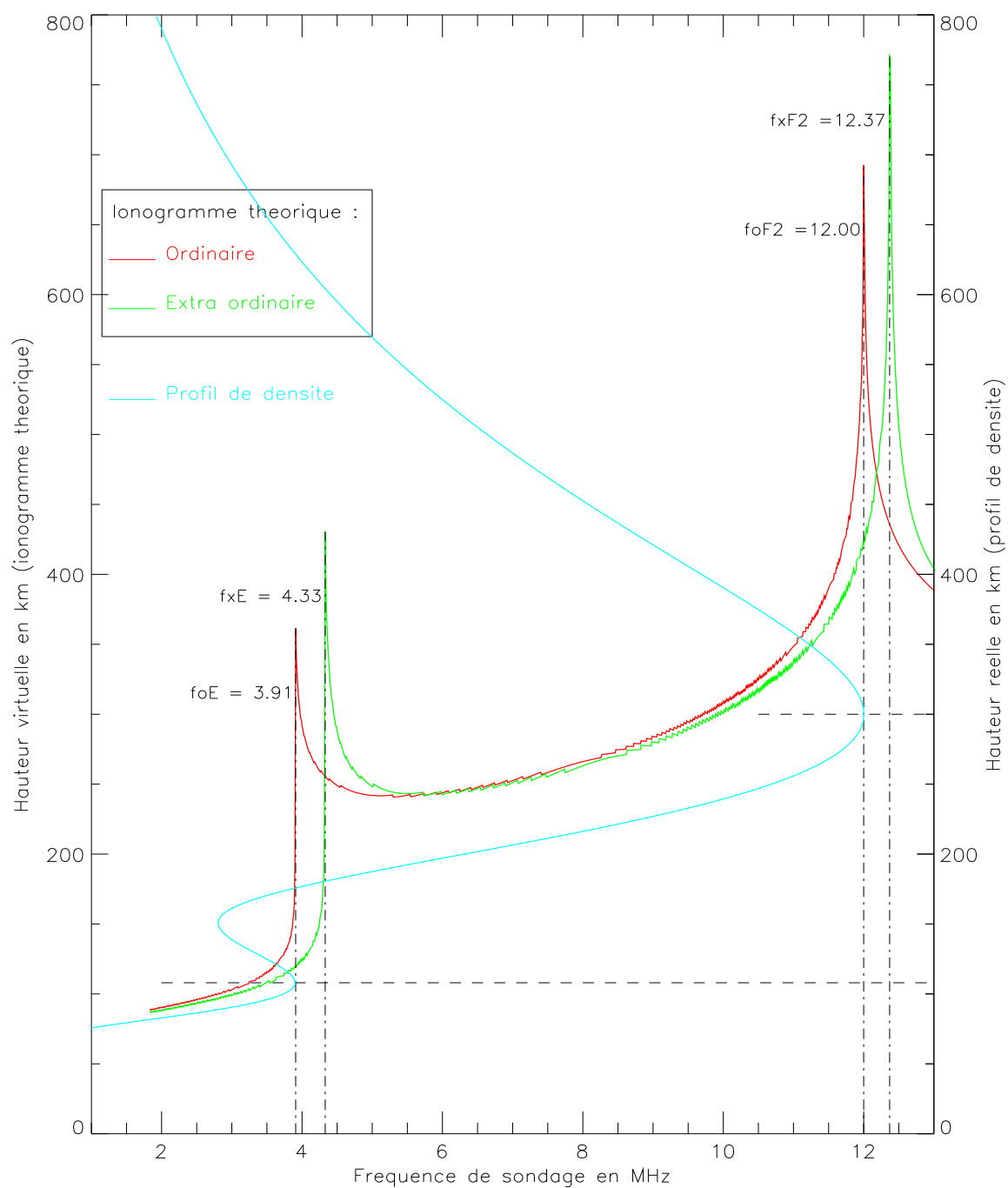
Pour une exploitation systématique des ionogrammes, on utilisera un programme d'inversion comme POLAN [Titheridge, 1985] plutôt que par tâtonnement en comparant la mesure avec les résultats du calcul théorique obtenus pour différents paramètres du profil de densité électronique.

Ce rappel de la théorie magnéto-ionique et son application sur le calcul des hauteurs virtuelles pour les deux modes de propagation dans le cas équatorial nous sera utile pour comprendre les échos reçus par le radar après propagation de l'impulsion HF initiale.

Figure A.3:  $\mu$  et  $\mu'$  pour le mode ordinaire

Figure A.4:  $\mu$  et  $\mu'$  pour le mode extraordinaire



Figure A.5: *Hauteurs virtuelles calculées pour les modes ordinaire et extraordinaire.*

## Annexe B

# Formation de la région F1

Cette région est presque toujours présente le jour entre 8:00 et 18:00 TL, soit entre l'heure suivant le lever du soleil et l'heure précédant son coucher. De nombreuses études sont menées pour définir cette région, mais les caractéristiques de celle-ci restent très difficiles à prédire contrairement à celles des régions E et F2.

Maeda [1972] a déterminé que l'altitude du maximum de densité électronique de cette région est stable en fonction de l'heure de la journée et des saisons et vaut 170 km. Cette altitude situe la région F1 juste dans la zone de transition des processus de pertes. On passe d'un processus par attachement majoritaire dans la région E à un processus de recombinaison majoritaire dans la région F. La région F1 est une trace de la zone de production des électrons de la région F. Ces électrons sont ensuite transportés vers le haut, l'altitude du maximum de la région F étant un compromis entre la hauteur d'échelle des électrons et celle des ions. Maeda, dans le même article, dit que l'on ne peut pas trancher entre les deux mécanismes de pertes. Il présente un code avec un processus hybride, prenant en compte de plus le flux solaire et l'angle zénithal solaire qu'il considère comme non négligeable mais ne décrivant pas à eux seuls les variations de la région. McNamara et Reinisch [1995] ont montré en utilisant 11 années d'ionogrammes réalisés à Boulder (Colorado), soit sur un cycle solaire, que l'on peut décrire la région F1 avec un modèle de type Chapman- $\alpha$ .

Enfin, des travaux menés par Taieb et al. [1975] montrent l'existence possible d'une vallée au-dessus du maximum de densité à moyenne latitude. Footitt et al. [1983] interprètent cette vallée comme étant due à une brisure dans le champ de vent méridional aux altitudes considérées, le seul équilibre chimique ne suffisant plus. Les vents doivent être orientés vers le pôle en dessous de la brisure et vers l'équateur au-dessus.

Tous ces travaux théoriques sur la compréhension de la formation de cette région sont doublés de travaux statistiques cherchant à trouver des lois empiriques pour tracer des profils de densité électronique en considérant un nombre toujours plus grand de paramètres. Le modèle le plus

internationalement reconnu est l'IRI-90 (International Reference Ionosphere version 1990). On peut se procurer facilement et gratuitement ce modèle sur Internet<sup>1</sup>. De nombreux travaux dans les années 80 ont concerné la dépendance avec l'angle zénithal solaire. Je citerai pour exemples ceux de Gulyaeva [1985], de Ramanamurty [1985].

Peu de détails concernent la région F1 dans la zone équatoriale. Adiniyi et Radicella [1996] donnent des résultats statistiques sur une période d'une année à partir des ionogrammes de la station de Ouagadougou, en 1994, période où l'activité solaire était calme. Ils confirment que cette région est présente 90% du temps l'été entre 7: 00 et 17: 00 TL, et que l'altitude du maximum de densité électronique est très peu variable.

---

<sup>1</sup><ftp.ndgc.noaa.gov/STP/IONOSPHERE/MODELS/IRI.90>, sur le site du National Geophysical Data Center à Boulder

## Annexe C

# Classification des différents types d'irrégularités E sporadiques

Les irrégularités E sporadiques sont des couches d'ionisation denses des régions E et E supérieure. Le qualificatif de sporadique vient du fait que ces irrégularités ne sont pas toujours présentes, que leur présence est difficile à prévoir, et que leurs caractéristiques sont très variables. En effet, Matsushita et Smith [1975] ont montré que les  $E_s$  mesurées depuis le même lieu peuvent avoir une fréquence critique qui varie entre 2 et plus de 30 MHz. Ces couches se situent entre 90 et 120 km d'altitude, mais on peut aussi en trouver plus haut. Toutefois, certaines altitudes sont privilégiées. Enfin, le terme  $E_s$  est très générique et englobe toutes les irrégularités entre les régions E et F, quelque soit l'endroit d'où on les observe. Il existe des différences non négligeables entre les observations faites à l'équateur et celles réalisées à moyenne latitude.

Nous allons tout d'abord donner la classification en type des  $E_s$  pour la zone équatoriale, puis nous décrirons schématiquement les mécanismes de production de ces irrégularités.

**Les différents types d'Es** Les premières observations ont été réalisées avec des ionosondes; et c'est à partir d'ionogrammes qu'ont été décrits les différents types de E sporadiques. Cette classification en types a été réalisée pour l'Année Internationale de la Géophysique (1957-1959). Le jour, on distingue 4 types d'Es. Nous reprenons ici la description du manuel de l'URSI [1975] illustrée par les schémas de la figure C.1 inspirés du même manuel.

type	description de la trace sur l'ionogramme
q	$E_s$ diffuse et transparente sur une très large gamme de fréquence. La diffusion est plus prononcée sur le bord supérieur de la trace.
l	Une trace plate au niveau ou sous la hauteur virtuelle minimale de la région E
c	Une trace montrant un cornet relativement symétrique à ou en dessous de la valeur de $f_{oE}$ . Généralement elle prolonge la trace normale de E, quoique, lorsque l'absorption est grande, une partie ou tout le cornet peut disparaître.
h	Une trace montrant une discontinuité en hauteur avec la trace normale de E à ou au dessus de la valeur de $f_{oE}$ . Le cornet n'est pas symétrique, l'extrémité basse fréquence de la trace de l' $E_s$ s'étend bien au dessus de l'extrémité haute fréquence de la trace E normale.

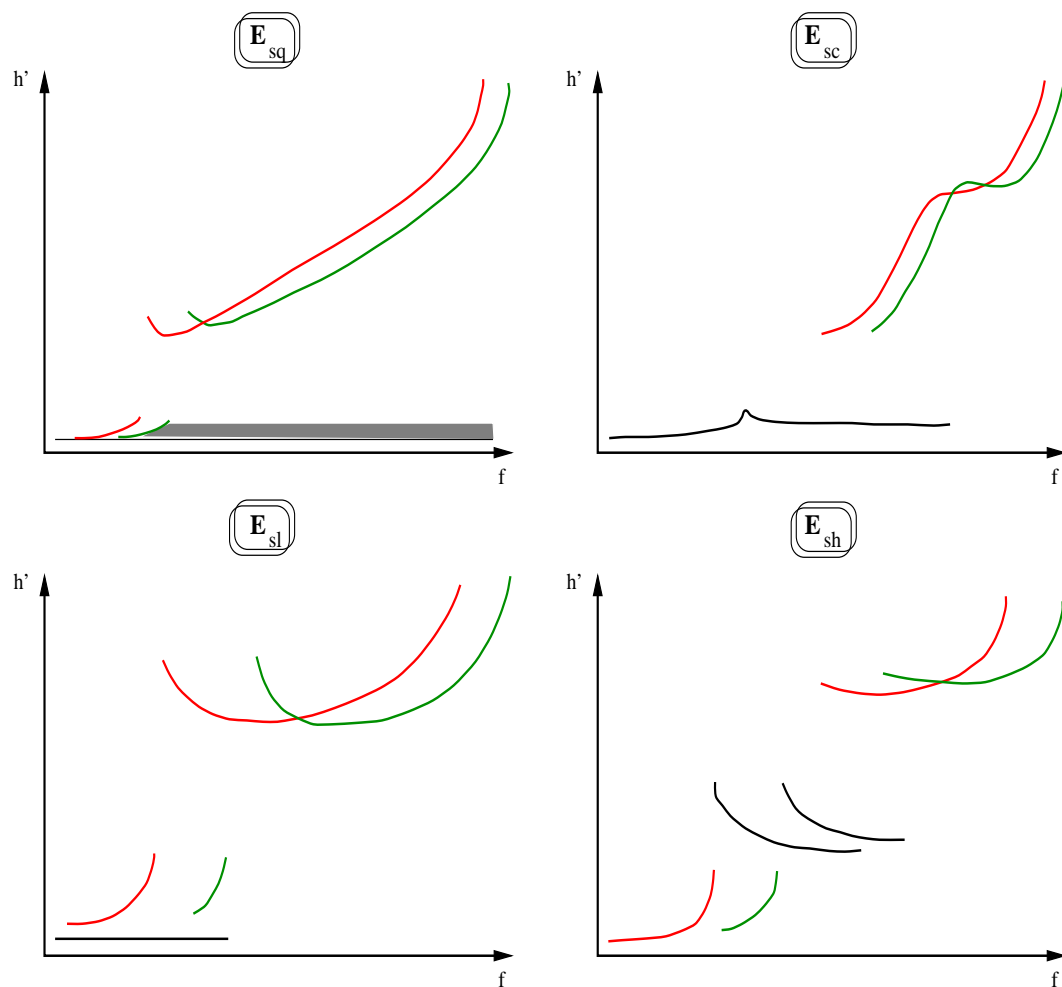


Figure C.1: Ionogrammes schématisiques représentant les 4 types de E sporadiques présents le jour. En noir les  $E_s$ , en rouge la trace normale Ordinaire, en vert la trace normale eXtraordinaire, et en gris la zone diffuse.

**Mécanismes de formation** Les  $E_{sq}$  sont transparentes alors que les autres types écrantent les ondes jusqu'à une certaine fréquence puis sont transparentes. On différencie donc deux groupes d'irrégularités auxquels on associera un mécanisme de formation différent.

#### *$E_s$ équatorial*

Les  $E_{sq}$  ne sont visibles que dans la zone équatoriale. Elles ont été très étudiées à la fois depuis le sol, avec des radars et des ionosondes, et *in-situ* avec des fusées. On les observe entre 105 et 110 km de hauteur virtuelle sur les ionogrammes. Ce sont des irrégularités de type 2 produites par le mécanisme d'instabilité de dérive de gradient [Balsley et al., 1976] qui créent ces traces diffuses sur les ionogrammes. La présence de ces irrégularités est liée à l'existence de l'électrojet, et se manifeste aussi sur les magnétogrammes avec une forte variation de la composante H. Une étude menée sur 16 années d'ionogrammes réalisés à Fortaleza (Brésil) par Abdu et al. [1996] confirme que la présence de ces irrégularités est fortement liée à la position de l'observateur par rapport à l'équateur magnétique et dans une moindre mesure au cycle solaire (par le flux de vent solaire). En 16 ans, l'équateur magnétique s'est déplacé de 400 km vers le Nord faisant passer la probabilité d'avoir des  $E_{sq}$  à midi de 100 à 20 % ; au début de la période considérée Fortaleza était sous l'équateur magnétique<sup>1</sup>.

#### *Autres types d' $E_s$*

La majorité des études conduites autour des  $E_s$  sont faites à moyenne latitude où ces irrégularités sont très présentes. Whitehead [1990] décrit les principales caractéristiques d'une  $E_s$ . C'est une fine couche d'ionisation de 1 km d'épaisseur environ dont la densité électronique doit être dix fois supérieure à la densité électronique ambiante pour qu'elle soit mesurable. Ce critère explique pourquoi on voit surtout les  $E_s$  de nuit en zone équatoriale. Cette densité semble être proportionnelle au contenu ionique métallique, à la racine carré du cisaillement de vent et à la composante horizontale du champ magnétique terrestre. Whitehead [1961] a proposé un modèle qui explique la formation des  $E_s$  par la présence d'un cisaillement dans le champ de vent zonal. Ce cisaillement fait converger le plasma créant une fine couche ionisée et dense. Mais ce mécanisme a besoin d'être précisé en incluant une dépendance à tout le champ de vent (composantes méridionale et zonale doivent être considérées), du champ électrique de Hall, ainsi que la présence d'ions métalliques ( $Fe^+$  ou  $Mg^+$ ) d'origine météoritique. Ces ajouts ont été faits par Nygrén et al. [1984] sur des observations à moyenne latitude. Ces hypothèses sont confirmées par les mesures fusées de Gupta [1992] pour le cas équatorial.

Wilkinson et al. [1992] ont montré que le type  $E_{sh}$  se développe vers 180 km puis descend et devient un type  $E_{sc}$ . Abdu et al. [1996] en zone équatoriale notent que le type h/c a deux prédominances journalières le matin et en fin d'après-midi, alors que le type l est bien répartie

<sup>1</sup>la variation bien connue de la position du pôle Nord magnétique par rapport au pôle Nord géographique implique un changement de la position de l'équateur magnétique par rapport à l'équateur géographique

dans la journée. L'existence de jour de ces types est très conditionnée par la présence d' $E_{sq}$  qui masquent toutes les autres  $E_s$ .

## Annexe D

# Observations supplémentaires réalisées à l'aube

Nous avons rassemblées ici quatre observations réalisées à l'aube qui permettent de résumer l'ensemble des phénomènes enregistrés à Korhogo. On résume dans le tableau ci-dessous l'intérêt de chacune de ces observations.

figure	date	Intérêt principal
D.1	8 Mai 1993	Forte $E_{sq}$ avec 2 hop pendant 15 minutes Trace extraordinaire de la région F
D.2	9 Mai 1993	Présence d'une $E_{sl}$ semi-transparente Mesure de la vitesse de ces irrégularités
D.3	20 Mai 1993	Région E stratifiée en deux couches Présence d'une $E_{sh}$ et d'une $E_{sq}$ à la fin Transition entre ces trois couches non diffuse
D.4	3 Juillet 1993	Présence d'une $E_{sl}$ et d'une $E_{sc}$ très dense qui écrante la région F

L'ionisation progressive des différentes régions de l'ionosphère à l'aube nous permet avec une fréquence radar autour de 3 MHz de suivre ce processus. L'aube est un moment privilégié pour constater l'existence de deux modes de propagation. On sait identifier sur une carte d'échos le mode des différentes traces avec l'aide d'un ionogramme. La figure D.1 nous montre la forme caractéristique de la trace de la région F en mode extraordinaire; très rapidement après la forte diminution de la hauteur virtuelle de réflexion, on a la remontée due à la transition entre la région F et la couche  $E_s$ , ou la région E en absence d' $E_s$ . Cette descente puis remontée s'effectue en moyenne en 40 minutes pour une fréquence radar autour de 3 MHz. D'une manière générale l'intensité des échos de mode extraordinaire est 5 fois inférieure à celle du mode ordinaire.

La deuxième remarque que l'on peut faire est qu'à l'aube on observe très fréquemment une ou



plusieurs couches  $E_s$ . Sur 13 jours d'observation, seul deux d'entre eux sont dépourvus d'échos E sporadiques. On a sur les quatre observations données en exemple des représentations des différents types de  $E_s$  que l'on peut mesurer à l'équateur.

On trouve évidemment les  $E_{sq}$ , qui sont particulières à la zone équatoriale. On les observe sur les figures D.1 et D.3 Leur présence induit automatiquement celle de l'électrojet. Avant leur apparition les échos se forment par réflexion pure, puis lorsqu'elles sont présentes de fortes irrégularités apparaissent sur la carte d'échos comme la fluctuation de l'intensité des échos et la création de structure de petite échelle spatio-temporelle. On observe une grande variabilité de l'heure d'apparition de ces  $E_{sq}$ ; les heures de nos deux exemples marquent l'amplitude extrême dans les horaires d'apparition.

On voit apparaître aussi 3 autres types de  $E_s$  :

- $E_{sl}$  sur les figures D.2 et D.4 à des altitudes différentes. Celle de la figure D.2 est partiellement transparente.
- $E_{sh}$  sur la figure D.3 dont on voit la décroissance sur l'ionogramme 4.
- $E_{sc}$  sur la figure D.4 qui a la forme particulière de l'accent circonflexe.

On remarque que ces  $E_S$  peuvent fortement perturber la propagation des ondes radio en créant un réflecteur à une altitude non prévue. On voit notamment sur les figures D.1 et D.4 que l'on a des échos dus à des doubles rebonds notés "2 hop". Ceux-ci sont visibles avec des couches  $E_s$  suffisamment denses pour notre radar.

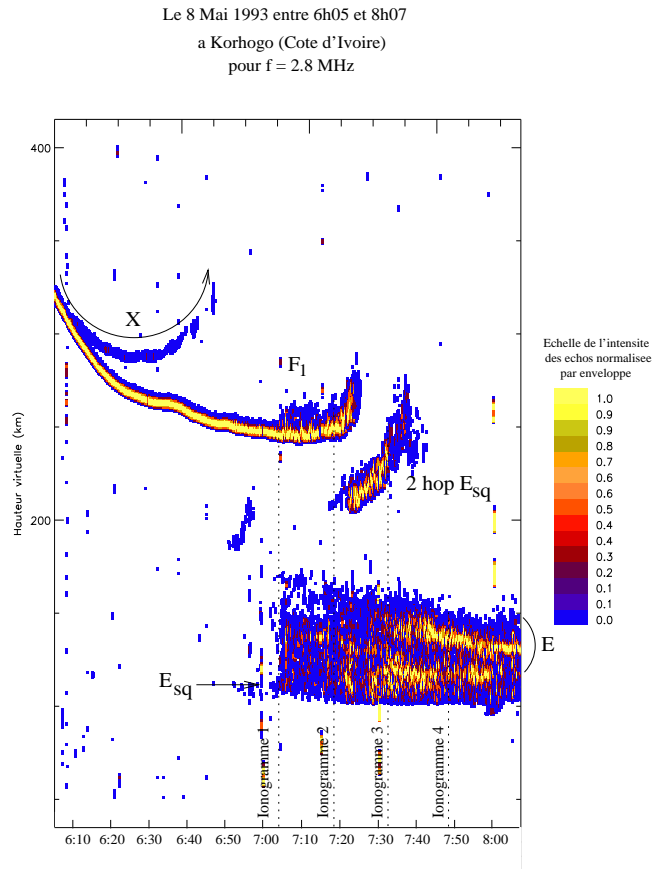
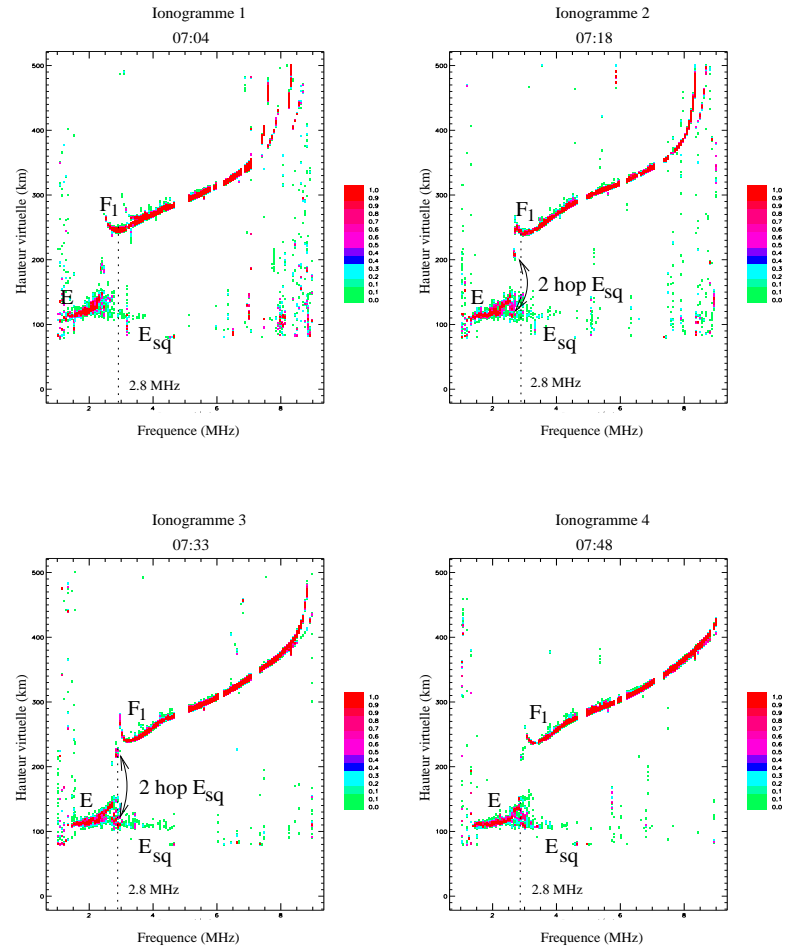
Sur la figure D.2, cette  $E_{sl}$  bien que transparente est détachée de la région E. Ce qui nous permet, quand on analyse la fonction de diffusion, de voir que les échos provenant de l' $E_s$  sont séparés des échos de la région E. Nous allons mesurer la vitesse horizontale des irrégularités  $V_h$  de cette couche. On utilise la méthode présentée par Balsley [1969]. On considère que les irrégularités circulent avec une vitesse uniforme à une altitude donnée. Le radar placé en dessous mesure le projeté de la vitesse sur la ligne de visée du radar. Avec la formule de l'effet Doppler qui permet de relier le décalage en fréquence mesuré sur les spectres et le projeté de la vitesse horizontale, on a

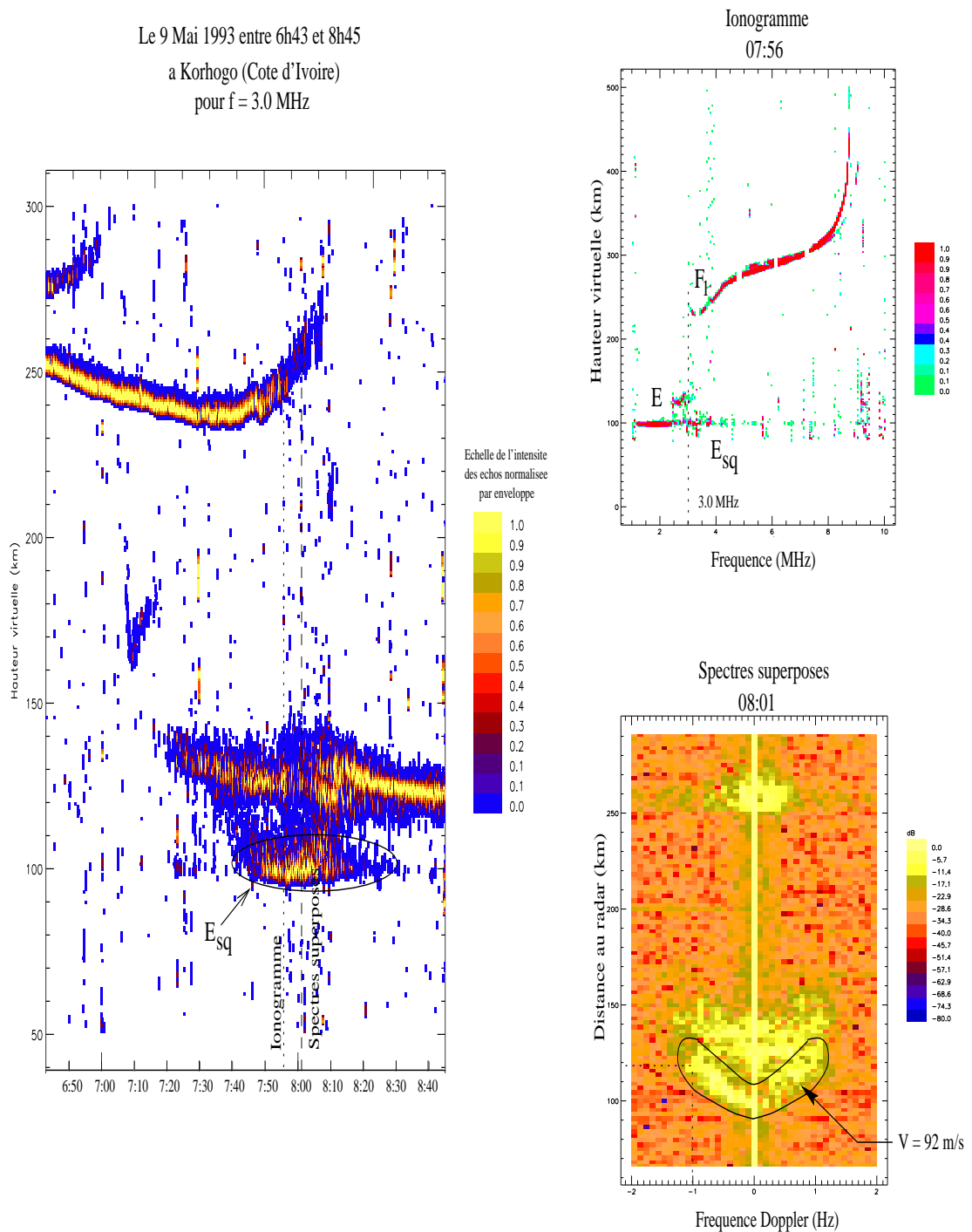
$$V_h = \frac{\Delta f c}{2f_o \sqrt{1 - \frac{h_o^2}{d^2}}} \quad (\text{D.1})$$

où  $\Delta f$  est le décalage en fréquence lu sur le spectre,  $d$  la distance entre l'irrégularité et le radar,  $h_o$  l'altitude de circulation des irrégularités et  $c$  la vitesse de la lumière. On trouve ainsi une vitesse de 92 m/s .

Le troisième élément que nous voulons montrer est que la transition d'une couche à une autre ne se fait pas nécessairement comme dans la période D, c'est à dire avec des échos diffus lors de la transition. Sur la figure D.3, on peut voir des transitions beaucoup plus lissées entre les

trois niveaux de la région E. Le passage entre la région  $E_2$  et E est "noyé" dans les irrégularités développées par l'apparition de l'électrojet, par contre le passage  $E_s$ - $E_2$  est beaucoup plus lisible. La couche  $E_2$  est en fait une stratification dans la région E qui est en train de se former.

Figure D.1: *Mesures du 8 Mai 1993*

Figure D.2: *Mesures du 9 Mai 1993*

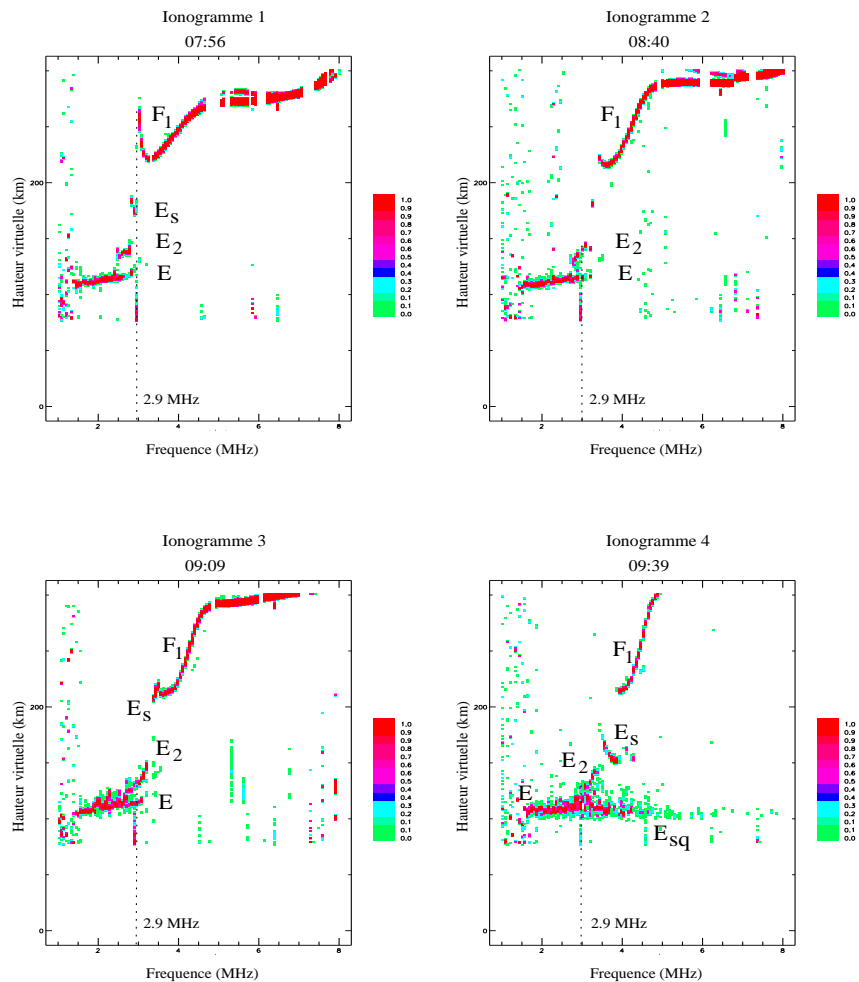
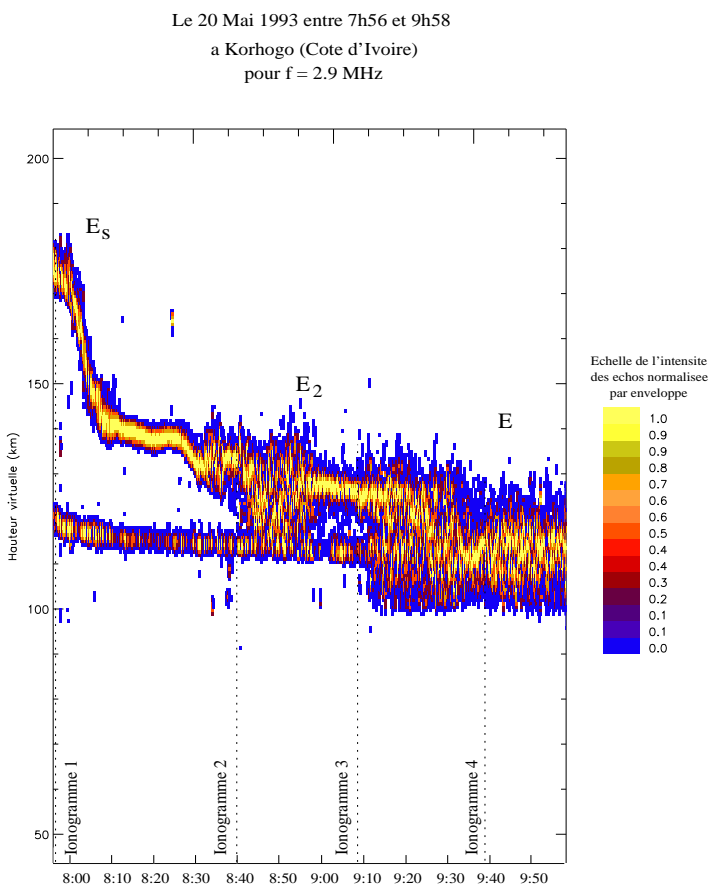


Figure D.3: Mesures du 20 Mai 1993

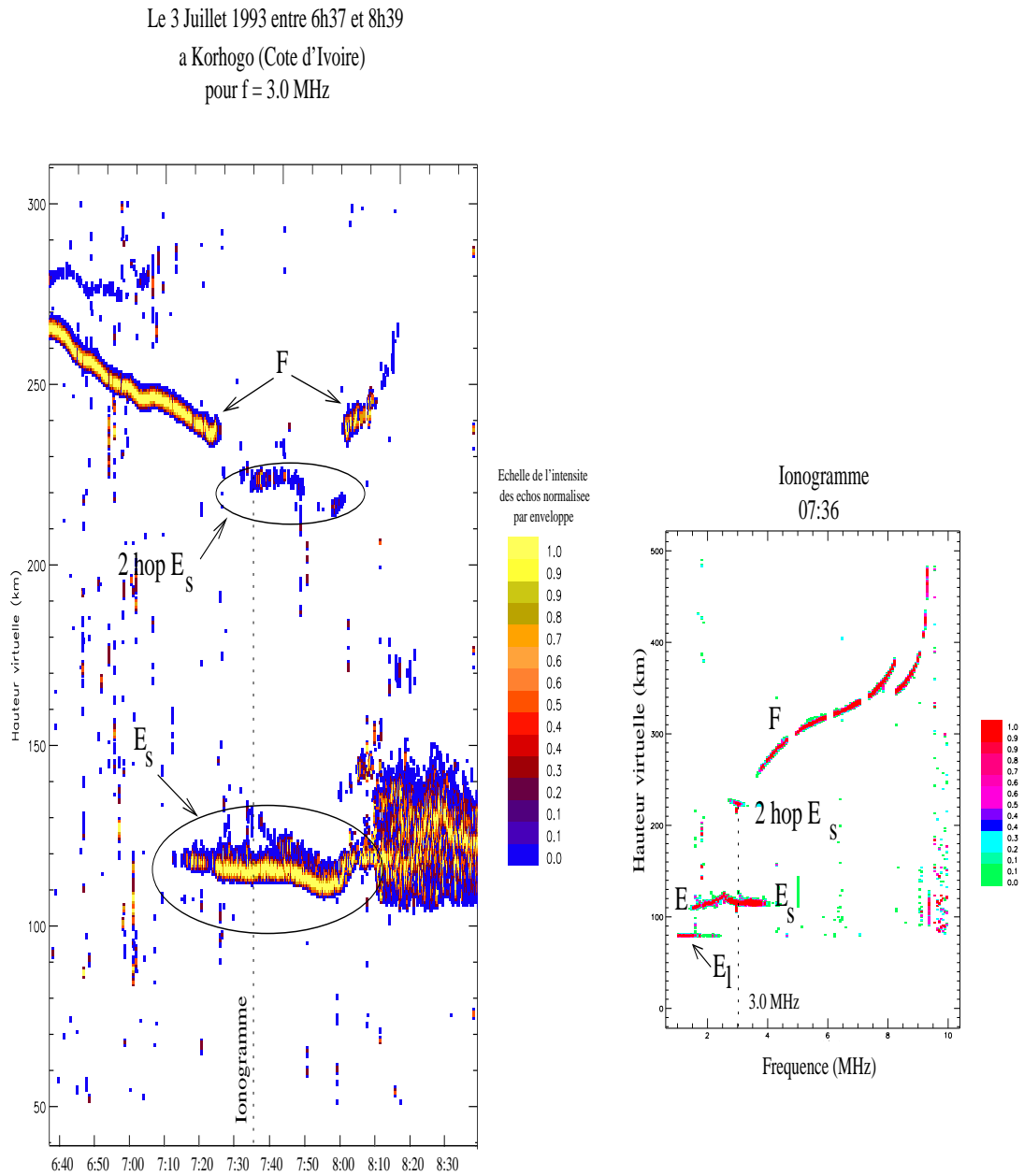


Figure D.4: Mesures du 3 Juillet 1993



## Annexe E

# Développement du calcul du degré d'obscurité à partir des éléments de Bessel

### E.1 Définition des différentes variables et constantes

Le lieu d'observation est défini par sa longitude  $\lambda$  (positive à l'ouest et négative à l'est du méridien de Greenwich), sa latitude  $\phi$  et son altitude  $h$  au-dessus du niveau de la mer.

On définit à chaque instant un système de coordonnées  $Oxyz$  de sens direct, dans lequel :  $O$  est le centre de la Terre (Figure E.1). L'axe  $Oz$  est parallèle à l'axe des cônes de pénombre et d'ombre, le sens positif étant celui qui va de la Terre à la Lune. L'axe  $Ox$  est l'intersection du plan fondamental  $Oxy$  perpendiculaire à  $Oz$  et du plan de l'équateur terrestre, le sens positif étant vers l'est. L'axe  $Oy$  est normal à  $Ox$  dans le plan fondamental, le sens positif étant vers le Nord.

En utilisant comme unité de longueur le rayon équatorial terrestre, les éléments de Bessel sont définis de la manière suivante :

- $x, y, z$  sont les coordonnées du centre de la Lune,
- $d$  et  $H$  sont la déclinaison de l'axe  $Oz$  et son angle horaire par rapport au méridien de Greenwich,
- $f_e$  et  $f_i$  sont les demi-angles au sommet des cônes de pénombre et d'ombre,  $f_e$  étant pris par convention positif et  $f_i$  négatif,
- $u_e$  et  $u_i$  sont les rayons des sections circulaires des cônes de pénombre et d'ombre par le



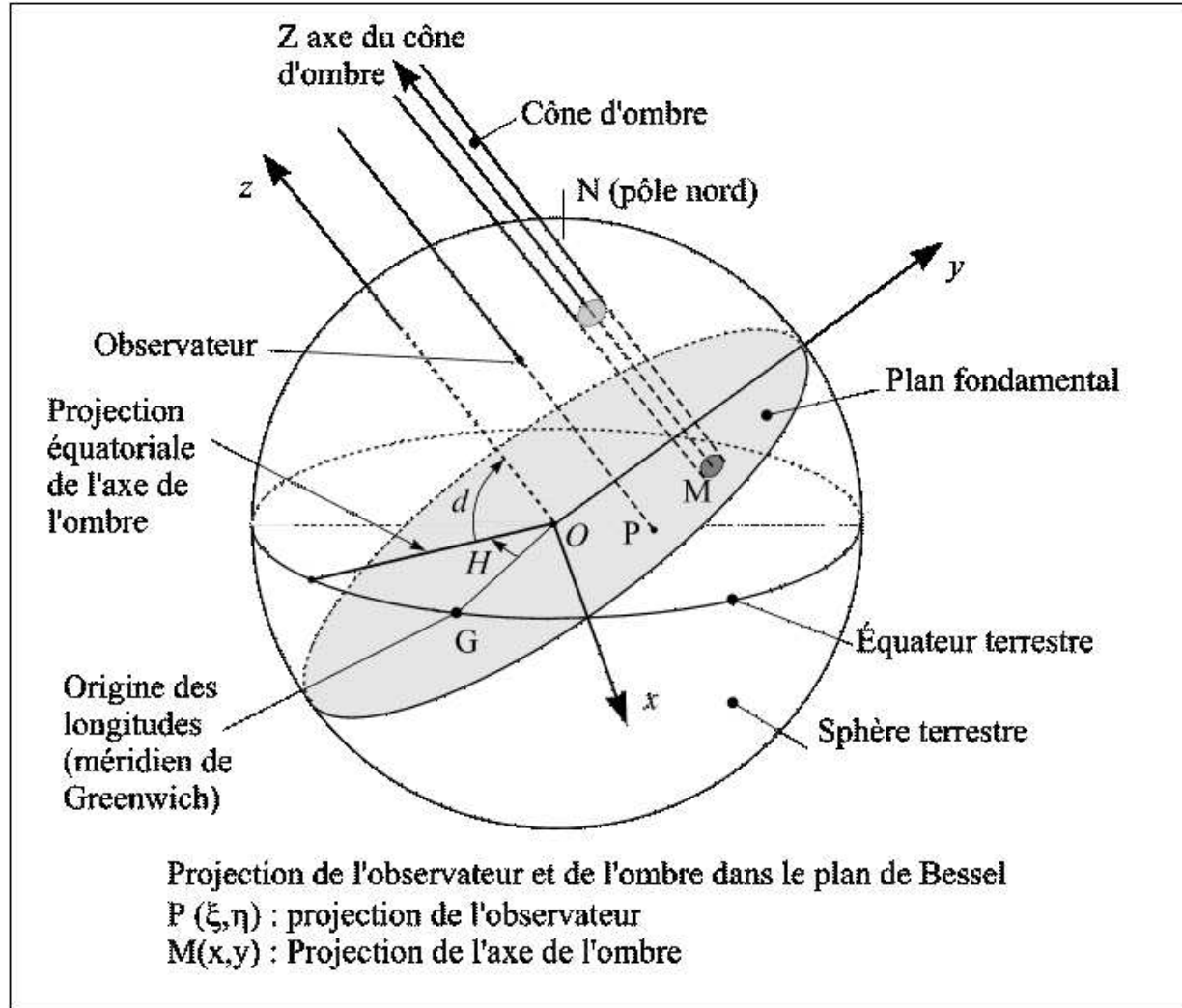


Figure E.1: Géométrie de l'éclipse dans le plan de Bessel

plan fondamental Oxy et s'obtiennent par les formules suivantes :

$$u_e = z \tan(f_e) + \frac{k}{\cos(f_e)} \quad (\text{E.1})$$

$$u_i = z \tan(f_i) + \frac{k}{\cos(f_i)} \quad (\text{E.2})$$

où k est le rayon de la Lune exprimé en rayon équatorial terrestre.

Les coordonnées  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ , du lieu d'observation dans le système Oxyz sont :

$$\xi = \rho \cos(\phi') \sin(H - \lambda) \quad (\text{E.3})$$

$$\eta = \rho \sin(\phi') \cos(d) - \rho \cos(\phi') \sin(d) \cos(H - \lambda) \quad (\text{E.4})$$

$$\zeta = \rho \sin(\phi') \sin(d) + \rho \cos(\phi') \cos(d) \cos(H - \lambda) \quad (\text{E.5})$$

avec :

$$\rho \cos(\phi') = \cos(u) + h/r_0 \cos(\phi) \quad (\text{E.6})$$

$$\rho \sin(\phi') = (1 - f) \sin(u) + h/r_0 \sin(\phi) \quad (\text{E.7})$$

$$\tan(u) = (1 - f) \tan(\phi) \quad (\text{E.8})$$

où  $h$  est l'altitude du lieu exprimée en mètres,  $r_0$  est le rayon équatorial terrestre exprimé en mètres et  $f$  l'aplatissement de l'ellipsoïde terrestre ( $f = 1/298.257 = 0.00335281$ ).

Les rayons  $l_e$  et  $l_i$  des sections circulaires des cônes de pénombre et d'ombre par le plan mené par le lieu d'observation parallèlement au plan fondamental s'obtiennent par les formules suivantes :

$$l_e = u_e - \tan(f_e) \quad (\text{E.9})$$

$$l_i = u_i - \tan(f_i) \quad (\text{E.10})$$

Tout élément de Bessel,  $b$ , est représenté sur un intervalle de temps  $[t_0, t_1]$  par des coefficients de développements en polynômes du temps, à l'exception de  $\tan(f_e)$  et de  $\tan(f_i)$  qui sont considérées comme constantes sur l'intervalle. Un élément de Bessel se calcule à un instant  $t$  par la formule :

$$b = b_0 + b_1 T + b_2 T^2 + b_3 T^3 \quad (\text{E.11})$$

avec  $T = t - t_0$ , exprimé en heure, représente le temps écoulé depuis l'instant origine  $t_0$ . Les coefficients  $b_i$  ( $i$  de 0 à 3) sont calculés spécifiquement pour chaque éclipse et ne sont valables que quelques heures autour de l'événement.

## E.2 Calcul du degré d'obscurité en un lieu

Soient :

$$U = x - \xi \quad (\text{E.12})$$

$$V = y - \eta \quad (\text{E.13})$$

on pose  $l_m = \sqrt{(U^2 + V^2)}$ .

On calcule les angles A, B et C (figure E.2):

$$\cos(C) = (l_i^2 + l_e^2 - 2l_m^2)/(l_i^2 - l_e^2) \quad (\text{E.14})$$

$$\cos(B) = (-l_i l_e + l_m^2)/[l_m(l_e - l_i)] \quad (\text{E.15})$$

$$A = \pi - (B + C) \quad (\text{E.16})$$

où  $0 \leq B \leq \pi$  et  $0 \leq C \leq \pi$ .

L'aire du disque solaire vaut  $\pi$ . L'aire du disque solaire éclipsé par la Lune s'écrit ainsi :  $S = (s^2 A + B) - s \sin(C)$ , avec  $s = (l_e + l_i)/(l_e - l_i)$ . Le degré d'obscurité  $S' = S/\pi$ . Pendant la phase de centralité, certaines quantités ne sont plus définies, on a alors  $S' = 1$  pour une éclipse totale.

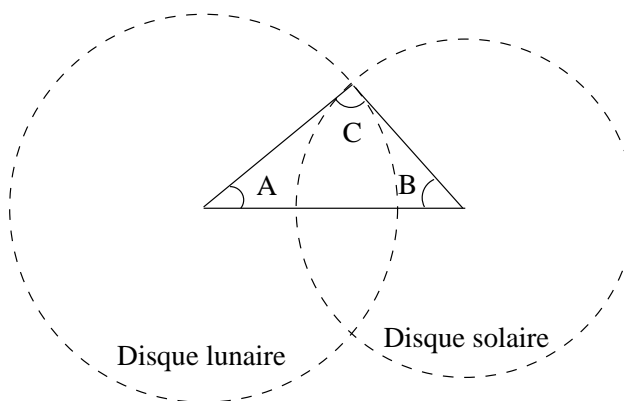


Figure E.2: Définition des angles A, B et C

# Bibliographie

**Abdu, M. A., I. S. Batista, P. Muralikrishna et J. H. A. Sobral**, Long term trends in sporadic E layers , electric fields over Fortaleza, Brazil, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1996.

**Adiniyi, J.O., et S. M. Radicella**, Electron density and height at the F1 region minimum gradient at low solar activity for an equatorial station, *International Centre for Theoretical Physics, Trieste*, 1996.

**Afraimovich, E. L., K. S. Palamartchouck, N. P. Perevalova, V. V Chernukhov, A.V. Likhnev, et V. T. Zolitsky**, Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9, 1997, as deduced from GPS data, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 465-468, 1998.

**Akima, H.**, A method of bivariate interpolation and smooth surface fitting for irregularly distributed data points, *ACM Transactions on Mathematical Software*, **4**, 148-159, 1978.

**Almeida, O., G. H. Waldman, et A. V. da Rosa**, Neutral winds implied by electron content observations during 7 March 1970 solar eclipse, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **34**, 713-717, 1972.

**Amory-Mazaudier, C., P. Vila, J. Achache, A. Achy Séka, Y. Albouy, E. Blanc, K. Boka, J. Bouvet, Y. Cohen, M. Dukhan, V. Doumouya, O. Fambitakoye, R. Gendrin, C. Goutelard, M. Hamoudi, R. Hanbaba, E. Hogninou, C. Huc, K. Kakou, A. Koba-Toka, P. Lassudrie-Duchesne, E. Mbipom, M. Menvielle, O. Ogunade, C. A. Onwumechili, J. O. Oyinloye, D. Rees, A. Richmond, E. Sambou, E. Schmuker, J. L. Tirefort, et J. Vassal**, International equatorial electrojet year : the African sector, *Rev. Bras. Geofis.*, **11**, 1993.

**Appleton, E. V.**, Wireless studies of the ionosphere, *Journ. Instn Elect. Engrs.*, **71**, 1932.

**Aponte, N., R. F. Woodman, W. E. Swartz, et D. T. Farley**, Measuring ionospheric densities, temperatures, and drift velocities simultaneously at Jicamarca, *Geophys. Res. Lett.*,

24, 2941-2944, 1997.

**Balsley, B. B.**, Evidence of a stratified region at 150 kilometers in the vicinity of the magnetic equator during daylight hours, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1425, 1964.

**Balsley, B. B.**, Some Characteristics of Non-Two-Stream Irregularities in the Equatorial Electrojet, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2333-2347, 1969.

**Balsley, B. B.**, et **D. T. Farley**, Radar studies of the equatorial electrojet at the frequencies, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8341-8351, 1971.

**Balsley, B. B.**, **A. Rey**, et **R. F. Woodman**, On the plasma instability mechanisms responsible for  $E_{sq}$ , *J. Geophys. Res.*, **81**, 1391-1396, 1976.

**Barry, G. H.**, **L. J. Griffiths**, et **J.C. Taenzer**, HF radio measurements of high-altitude acoustic waves from a ground-level explosion, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4173-4181, 1966.

**Bath, M.**, Introduction to seismology, *Birkhäuser*, Boston, 1979.

**Berkner, L. V.**, et **H. W. Wells**, Abnormal ionization of the E region of the ionosphere, *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, **42**, 73, 1937.

**Beynon, W. J. G.**, et **G. M. Brown**, dans *Solar Eclipses and the Ionosphere*, Pergamon Press, London, 1956.

**Blanc, E.**, Interaction of an acoustic wave of artificial origin with the ionosphere as observed by vertical HF sounding at total reflection levels, *Radio Sci.*, **19**,(2) 1984.

**Blanc, E.**, Observation in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources : a summary, *Annales Geophys.*, **3**, 673-688, 1985.

**Blanc, E.**, Vertical structure of ionisation irregularities observed by HF sounding in the lower E region in presence of an acoustic wave, *Radio Sci.*, **22**, 1987.

**Blanc, E.**, et **E. Houngninou**, Typical disturbance of the daytime equatorial F region observed with a high-resolution HF radar, *Ann. Geophysicae*, **16**, 1998.

**Blanc, E., et B. Mercandalli-Rascalou**, Mid-latitude ionospheric disturbances produced by major magnetic storms, *Can. J. Phys.*, **70**, 553-565, 1992.

**Blanc, E., B. Mercandalli et E. Houngninou**, Kilometric Irregularities in the E and F regions of the Daytime Equatorial Ionosphere Observed by a High Resolution HF Radar, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 645, 1996.

**Blanc, E., T. Farges, A. Le Pichon, S. Perez, B. Alcoveiro, et M. Barthélémy**, Gravity waves produced in the atmosphere and ionosphere by the 11 August 1999 solar eclipse, *soumis à Nature*, 2000.

**Broche, P., et M. Crochet**, , Generation of atmospheric gravity waves by the 30 June 1973 solar eclipse in Africa, *J. Atmosf. Terr. Phys.*, **37**, 1371-1373, 1975.

**Buneman, O.**, Excitation of field-aligned sound waves by electron streams, *Physical Review Letters*, **10**, 285-287, 1963.

**Bowles, K. L., B. B. Balsley et E. Cohen**, Field-aligned E region irregularities identified with acoustic plasma waves, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2485-2501, 1963.

**Calais, E., et J. B. Minster**, GPS detection of ionospheric perturbations following the January 17, 1994, Northridge earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1045-1048, 1995.

**Cansi, Y.**, An automatic seismic event processing for detection and location : the PMCC method, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1021-1024, 1995.

**Cécile, J. F.**, Etude théorique et par radar HF des irrégularités de l'ionosphère : F-diffus équatorial et effets des éclairs, *Université de Toulon et du Var*, 1997.

**Cécile, J. F., P. Vila et E. Blanc**, HF radar observations of equatorial spread F over West Africa, *Ann. Geophysicae*, **14**, 1996.

**Cerisier, J. C.**, Les Systemes Ionosphère Magnétosphère, *Universités Paris VI et Paris XI, DEA de Physique des Gaz et des Plasmas*, 1995.

**Chapman, S.**, The absorption and dissociative ionising effect of monochromatic radiation in a atmosphere on a rotating earth, *Proc. Phys. Soc.*, **43**, 1931.

**Chapman, S., et R. S. Lindzen**, Atmospheric Tides : Thermal and Gravitational, *Gordon & Breach*, 1970.

**Cheng, K., Y. H. Huang et S. W. Chen**, Ionospheric Effects of the Solar Eclipse of September 23, 1987, Around the Equatorial Anomaly Crest Region, *J. Geophys. Res.*, **97**, 103-111, 1992.

**Chimonas, G.**, Internal gravity-wave motions induced in the earth's atmosphere by a solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5545-5551, 1970.

**Chimonas, G.**, Lamb waves generated by the 1970 solar eclipse, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1843-1854, 1973.

**Chimonas, G., et C. O. Hines**, Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **75**, 875, 1970.

**Chimonas, G., et C. O. Hines**, Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse, 2, *J. Geophys. Res.*, **76**, 7003-7005, 1971.

**Cohen, R., et K. L. Bowles**, Secondary irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **72**, 822, 1967.

**Cohen, E. A.**, The study of the effect of solar eclipses on the ionosphere based on satellite beacon observations, *Radio Sci.*, **19**, 769-777, 1984.

**Crochet, M.**, Review of the equatorial electrojet instability in light of recent developments in HF radar measurements, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**, 579-488, 1981.

**Davies, K.**, Ionospheric Radio, *Peter Peregrinus Ltd.*, 1990.

**Davies, K., et D. M. Baker**, Ionospheric effects observed around the time of the Alaskan Earthquake of March 28, 1964, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2251-2253, 1965.

**Davies, K., et J.E. Jones**, Three-dimensional observations of travelling ionospheric disturbances, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 39-46, 1971.

**Davis, M. J., et A. V. da Rosa**, Possible detection of atmospheric gravity waves generated by the solar eclipse, *Nature*, **226**, 1123, 1970.

**Ducarme, B., H. P. Sun, M. van Ruymbeke, et J. Mena Jara**, Interpretation of the tidal residuals during the 11 July 1991 total solar eclipse, *J. Geodesy*, **73**, 53-57, 1999.

**Duclos, Y.**, Etude statistique des perturbations de l'ionosphère observées à l'aide du réseau de sondage HF semi-vertical de Francourville, *Rapport de stage*, 1989.

**Evans, J.V.**, An F region eclipse, *J. Geophys. Res.*, **70**, 131-142, 1965.

**Farges, T., E. Blanc, et J. P. Villain**, Interpretation of equatorial E region echoes measured by a broad beam HF zenithal radar, *COST251 TD 99010*, 1999a.

**Farges, T., E. Blanc, et J. P. Villain**, Interpretation of equatorial electrojet irregularities observed with a broad beam HF zenithal radar, *Radio Sci.*, **34**, 1141-1152, 1999b.

**Farges, T., J.C. Jodogne, R. Bamford, Y. Le Roux, F. Gauthier, P.M. Vila, D. Altadill, J.G. Sole, et G. Miro**, The 11 08 1999 solar eclipse and the ionosphere: Eclipse disturbance and quiet-period gravitywaves, *soumis à J. Atmos. Terr. Sol. Phys.*, 1999.

**Farley, D. T.**, A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **63**, 6083-6097, 1963.

**Farley, D. T.**, Theory of equatorial electrojet plasma waves: New developments and current status, *J. Atmosph. Terr. Phys.*, **78**, 729, 1985.

**Farley, D. T., et B. G Fejer**, The effect of the gradient drift term on type 1 electrojet irregularities, *J. Geophys. Res.*, **80**, 3087-3090, 1975.

**Farley, D. T., W. E. Swartz et D. L. Hysell**, High-resolution radar observations of day-time kilometer-scale wave structure in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **99**, 299-307, 1994.

**Fejer, B. G., D. T. Farley, B. B. Balsley et R. F. Woodman**, Vertical structure of the VHF backscattering region in the equatorial electrojet and the gradient drift instability, *J. Geophys. Res.*, **80**, 1313-1324, 1975.

**Fejer, B. G., D. T. Farley, R. F. Woodman et C. Calderon**, Dependence of equatorial F-region vertical-drifts on season and solar-cycle, *J. Geophys. Res.*, **84**, 5792, 1979.



**Fejer, B. G., et M. C. Kelley**, Ionospheric irregularities, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 401-454, 1980.

**Footitt, R. J., G. J. Bailey et R. J. Moffett**, Ion transport in the mid-latitude F1-region, *Planet Space Science*, **31**, 1983.

**Forbes, J. M., et R. S. Lindzen**, Atmospheric solar tides and their electrodynamic effects. I The global Sq current system, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **38**, 897, 1976.

**Françis, S. H.**, Global propagation of atmospheric gravity waves: a review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **3**, 1001-1054, 1975.

**Fritts, D. C., et Z. Luo**, Gravity wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3011-3021, 1993.

**Georges, T.M.**, Ionospheric effects of atmospheric waves, *ESSA - technical report, IER 57, ITSA 54*, 1967.

**Georges, T.M.**, HF Doppler studies of travelling ionospheric disturbances, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 735-746, 1968.

**Goodwin et Hobson**, Atmospheric gravity waves generated during a solar eclipse, *Nature*, **275**, 109-111, 1978.

**Gulyaeva, T. L.**, Ionospheric electron density profiles at sunrise-sunset, *Adv. Space Res.*, **5**, (7), 1985.

**Gupta, S. P.**, Meteoric ions as tracers for gravity waves over the magnetic equator, *Adv. Space Res.*, **12**, 1992.

**Gupta, S. P., et S. Prakash**, Experimental evidence of ion plasma oscillation in the apogee region of the nike-apache rocket, *Planet Space Science*, **27**, 145, 1979.

**Hanson, W. B., et R. J. Moffett**, Ionization transport effects in the equatorial F region, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5559, 1966.

**Hanui**, C., Etude multifréquentielle des instabilités de plasma dans l'électrojet équatorial, *Université de Toulon*, 1981.

**Hanui**, C., et M. **Crochet**, Multifrequency HF radar studies of plasma instabilities in Africa, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **39**, 1097-1101, 1977.

**Hanui**, C., et M. **Crochet**, Marginal plasma waves in the equatorial electrojet observed by HF radar techniques, *Wave Instabilities in Space Plasmas*, D. Reidel Publishing Company, 149-159, 1979.

**Hanui**, C., et M. **Crochet**, 5- to 50-m wavelength plasma instabilities in the equatorial electrojet 1. Cross-field conditions, *J. Geophys. Res.*, **86**, 3561-3566, 1981a.

**Hanui**, C., et M. **Crochet**, 5- to 50-m wavelength plasma instabilities in the equatorial electrojet 2. Two-stream conditions, *J. Geophys. Res.*, **86**, 3567-3572, 1981b.

**Hanui**, C., et M. **Crochet**, 5- to 50-m wavelength plasma instabilities in the equatorial electrojet 3. Counter-electrojet conditions, *J. Geophys. Res.*, **86**, 7761-7766, 1981c.

**Hanui**, C., P. **Broche**, et G. **Ogubazghi**, HF Doppler observations of gravity waves during the 16 February 1980 solar eclipse, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 963-966, 1982.

**Hartree**, D. R., The propagation of electro-magnetic waves in a refracting medium in a magnetic field, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **27**, 1931.

**Hedin**, A. E., Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1159, 1991.

**Herbreteau**, L., Etude et réalisation d'une ionosonde de hautes performances: application à l'étude de la propagation d'ondes acoustiques dans l'ionosphère, *Université Paris VII*, 1979.

**Hines**, C. O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, **38**, 1441-1481, 1960.

**Hoh**, F. C., Instability of Penning-type discharge, *Phys. Fluids*, **6**, 1184, 1963.

**Hysell**, D. L., M. F. **Larsen**, et R. F. **Woodman**, JULIA radar studies of electric field in the equatorial electrojet, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1687-1690, 1997.

**Ierkic, H. M., B. G. Fejer, et D. T. Farley**, The dependence on zenith angle of the strength of 3-meter equatorial electrojet irregularities, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 497-500, 1980.

**Ivanov, V. A., N. V. Ryabova, V. V. Shumaev, V. P. Uryadov, V. E. Nosov, I. G. Brinko et N. S. Mozerov**, Effect of the solar eclipse of 22 July 1990 at mid-latitude path of HF propagation, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, **60**, 1013-1016, 1998.

**Jones, R. M., et J. J. Stephenson**, A versatile three-dimensional ray tracing computer program for radio waves in the ionosphere, *Tech. Rep. OT 75-76*, 185 pp., Off. of Telecommun., US Dep. of Comm., Boulder, Colo., 1975.

**Jones, B. W., G. J. Miseldine, et R. J. A. Lambourne**, A possible atmospheric pressure wave from the total solar eclipse of 22 July 1990, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **54**, 113-115, 1992.

**Jun, L., W. Weixing, L. Libin, et W. Zhenhua**, A network observation of traveling ionospheric disturbances during the annular eclipse of September 23, 1987, *Proceedings of the International Beacon Satellite Symposium*, Pékin, 18-21 Avril 1988, 166-172, 1988.

**Kato, S.**, Dynamics of the upper atmosphere, *D. Reidel Publishing Company*, 1980.

**Kelley, M. C.**, The Earth's Ionosphere, *Academic Press*, 1989.

**Keskinen, M. J., R. N. Sudan, et R. L. Ferch**, Temporal and spatial power spectrum studies of numerical simulations of type 2 gradient drift irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1419, 1979.

**Kolokolov, L. E., A. D. Legen'ka, et S. A. Pulinets**, Ionospheric effects associated with solar eclipse of March 18, 1988, *Geomagnetism and Aeronomy*, **33**, 41-46, 1993.

**Kudeki, E. et C.D. Fawcett**, High Resolution Observations of 150 km Echoes at Jicamarca, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1987-1990, 1993.

**Kudeki, E., D. T. Farley et B. G. Fejer**, Long wavelength irregularities in the equatorial electrojet, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 684-687, 1982.

**Kudeki, E., C. D. Fawcett, W. L. Ecklund, P. E. Johnston, et S. J. Francke**, Equatorial 150-km irregularities observed at Pohnpei, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4079-4082, 1998.

**Le Breton, C., et B. Mercandalli**, Ionosys v1.6, Analyse des données du sondeur R4FEL, *CISI*, 1996.

**Leonard, R. S., et R. A. Barnes**, Observation of ionospheric disturbances following the Alaska earthquake, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1250-1253, 1965.

**Lognonné, P., E. Clévéde, et H. Kanamori**, Computation of seismograms and atmospheric oscillations by normal modes summation for a spherical Earth model with realistic atmosphere, *Geophys. J. International.*, soumis en 1997.

**Maeda, K.**, Study on the Electron Density Profile in the F1 Region, *Journal of Geomagnetism and Geoelectric*, **24**, 1972.

**Matsushita, S., et L. G. Smith**, Special Issue on Recent Advances on the Physics and Chemistry of the E region, *Radio Sci.*, **10**, 229, 1975.

**Maynard, N. C., et L. J. Cahill**, Measurements of the Equatorial Electrojet over India, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1965.

**McDonald, B. E., T. P. Coffey, S. Ossakow et R. N. Sudan**, Preliminary report of numerical simulation of type 2 irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2551, 1974.

**McDonald, B. E., T. P. Coffey, S. Ossakow et R. N. Sudan**, Numerical studies of type 2 equatorial electrojet irregularity development, *Radio Sci.*, **10**, 247, 1975.

**McIntosh, B. A., et D. O. Reville**, Travelling atmospheric pressure waves measured during a solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **89**, 4953-5962, 1984.

**McNamara, L.**, The Ionosphere: Communications, Surveillance, and Direction Finding, *ORBIT*, 1991.

**McNamara, L. F., et B. W. Reinisch**, Observations of the mid-latitude F1 region, *Adv. Space Res.*, **15**,(2), 1995.

**Minnis, C. M.**, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **6**, 91, 1955.

**Müller-Wodarg, I. C. F., A. D. Aylward, et M. Lockwood**, Effects of a mid-latitude solar eclipse on the thermosphere and ionosphere - A modeling study, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3787-3790, 1998.

**Munro, G.H.**, Travelling ionospheric disturbances in the F region, *Aust. J. Phys.*, **11**, 91-112, 1958.

**Nagata, T., Y. Nakata, T. Rikitake, et I. Yokoyama**, Effect of the solar eclipse on the lower parts of the ionosphere and the geomagnetic field, *Rept. Ionosph. Res. Japan*, **9**, 121-135, 1955.

**Nygrén, T., L. Jalonén, J. Oksman et T. Turunen**, The role of electric field and neutral wind direction in the formation of sporadic E-layers, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 1984.

**Ogawa, T., M. Yamamoto et S. Fukao**, Middle and upper atmosphere radar observations of turbulence and movement of midlatitude sporadic E irregularities, *J. Geophys. Res.*, **100**, 1995.

**Okuzawa, T., T. Shibata, et H. Yasui**, On the ionospheric effect of near-source earthquakes around the islands of Japan detected by the HF-Doppler technique, *J. Geomag. Geoelectr.*, **35**, 391-397, 1983.

**Pfaff, R. F., M. C. Kelley, E. Kudeki, B. G. Fejer et K. D. Baker**, Electric field and plasma density measurements in the strongly driven daytime equatorial electrojet. 1. The unstable layer and gradient drift waves, *J. Geophys. Res.*, **92**, 13578-13596, 1987a.

**Pfaff, R. F., M. C. Kelley, E. Kudeki, B. G. Fejer et K. D. Baker**, Electric field and plasma density measurements in the strongly driven daytime equatorial electrojet. 2. Two-Stream waves, *J. Geophys. Res.*, **92**, 13597-13612, 1987b.

**Pitteway, M. L. V., et C. O. Hines**, The acoustic damping of atmospheric gravity waves, *Can. J. Phys.*, **41**, 1935-1948, 652, 1963.

**Prakash, S., B. H Subbaraya et S. P. Gupta**, Cross Field Instability and Ionization Irregularities in the Equatorial Electrojet, *Nature Physical Science*, **230**, 170, 1971.

**Prakash, S., B. H Subbaraya et S. P. Gupta**, Electrostatic Plasma Instabilities in the Equatorial Electrojet, *Nature Physical Science*, **233**, 56, 1971.

---

**Prakash, S., B. H Subbaraya et S. P. Gupta**, Rocket Measurements of Ionization Irregularities in the Equatorial Ionosphere at Thumba and Identification of Plasma Instabilities, *Indian J. Radio and Space Phys.*, **1**, 72-80, 1972.

**Raghavarao, R., and B. G. Anandarao**, Equatorial electrojet and the counter electrojet, *Indian J. Radio Space Phys.*, **16**, 54-75, 1987.

**Ramanamurty, Y. V.**, Refinement in the diurnal variation of IRI-79 electron density distribution, *Adv. Space Res.*, **5**, (10) 1985.

**Ratcliffe, J. A.**, The magneto-ionic and its application to the ionosphere, *Cambridge*, 1959.

**Ratcliffe, J.A**, A survey of solar eclipses and ionosphere, *Solar eclipses and the ionosphere*, (Special suppl., 6, J. Atmos. Terr. Phys.), 1-13, 1956a.

**Ratcliffe, J.A**, The formation of the ionospheric layers F-1 and F-2, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **8**, 260-269, 1956b.

**Reddy, C. A.**, The middle atmosphere: processes and interactions, *Indian J. Radio and Space Phys.*, **17**, 1988.

**Reid, G. C.**, The formation of small-scale irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1627-1640, 1968.

**Richmond, A. D.**, Equatorial electrojet. I - Development of a model including winds and instabilities, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **35**, 1083-1103, 1973.

**Richmond, A. D.**, The ionosphere, dans *The Solar Wind and the Earth*, ed. S. I. Akasofu et Y. Kamide, Terra Scientific Publishing Company, Tokyo, 125-140, 1987.

**Ridley, E. C., et al.**, Thermospheric response to the June 11, 1983, solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7583-7588, 1984.

**Rishbeth, H.**, Solar eclipses and ionospheric theory, *Space Science Reviews*, **8**, 543-554, 1968.

**Roble, R. G., B. A. Emery, et E. C. Ridley**, Ionospheric and thermospheric response over Millstone Hill to the May 30, 1984, annular solar eclipse, *J. Geophys. Res.*, **91**, 1661-1670, 1986.

**Rocher, P.**, Le calcul des circonstances de l'éclipse totale du soleil du 11 Août 1999, *Bureau Des Longitudes*, 1994.

**Rogister, A., et N. D'Angelo**, Type II irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3879-3887, 1970.

**Ronchi, C., P.L. Similon, et R.N. Sudan**, A nonlocal linear theory of the gradient-drift instability in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **94**, 1317, 1989.

**Ronchi, C., R.N. Sudan et D. T. Farley**, Numerical simulations of large-scale plasma turbulence in the daytime equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **96**, 21263-21279, 1991.

**Roussel Dupré, R., et E. Blanc**, HF echoes from ionization produced by upward propagating discharges, *J. Geophys. Res.*, **102**, 1997.

**Røyrvik, O.**, Drift and Aspect Sensitivity of Scattering Irregularities in the Upper Equatorial E Region, *J. Geophys. Res.*, **87**, 8338, 1982.

**Røyrvik, O., et K. L. Miller**, Nonthermal scattering of radio waves near 150 km above Jicamarca, Peru, *J. Geophys. Res.*, **86**, 1981.

**Salah, J.E., W.L. Oliver, J.C Foster, J.M. Holt, B.A. Emery, et R.G. Roble**, Observations of the May 30, 1984, annular solar eclipse at Millstone Hill, *J. Geophys. Res.*, **91**, 1651-1660, 1986.

**Sastri, J. H., K. B. Ramesh, and J. V. S. V. Rao**, Doppler frequency fluctuations of lower thermospheric reflections in the equatorial electrojet region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 567-576, 1991.

**Simon, A.**, Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields, *Phys. Fluids*, **6**, 382, 1963.

**Singh, L., Tuhi Ram Tyagi, Y.V. Somayajulu, P.N. Vijayakumar, R.S. Dabas, B. Loganadham, S. Ramakrishna, P.V.S. Rama Rao, A. Dasgupta, G. Navneeth, J.A.**

**Klobuchar, et G.K. Hartmann**, A multi-station satellite radio beacon study of ionospheric variations during total solar eclipses, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **51**, 271-278, 1989.

**Smith, L. G., et O. Røyrvik**, Electron-density irregularities in the day-time equatorial ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, 813, 1985.

**Sudan, R. N.**, Unified theory of type 1 and type 2 irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **88**, 4853, 1983.

**Sudan, R. N., J. Akinrimisi et D. T. Farley**, Generation of small-scale irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **78**, 240, 1973.

**Swartz, W. E.**, CUPRI observations of the east-west power asymmetry in oblique type-I echoes from the equatorial electrojet above Alcântara, Brazil, *J. Geophys. Res.*, **24**, 1679-1682, 1997.

**Taieb, C., G. Scialcom et G. Kockarts**, Daytime valley in the F1-region observed by incoherent radar, *Planet Space Science*, **23**, 1975.

**Tanaka, T., T. Ichinose, T. Okusawa, T. Shibata, Y. Sato, C. Nagasawa, et T. Ogawa**, HF-Doppler observations of acoustic waves excited by the Urakawa-Oki earthquake on 21 March 1982, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 233-245, 1984.

**Titheridge, J. E.**, Ionogram analysis with the generalized program POLAN, *NOAA Boulder*, **UAG-93**, 1985.

**Tolstoy**, The theory of waves in stratified fluids including the effects of gravity and rotation, *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 207-230, 1963.

**Tsunoda, R.T.**, Enhanced velocities and a shear in daytime  $E_{sq}$  over Kwajalein and their relationship to 150 km echoes over the dip equator, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1994.

**Ulrych, T. J., et T. N. Bishop**, Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition, *Rev. Geophys.*, **13**, 183, 1975.

U.R.S.I. Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction, *World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics*, **UAG-23**, 1972.



**Walker, G. O., T. Y. Y. Li, Y. W. Wong, T. Kikuchi et Y. N. Huang**, Ionospheric and geomagnetic effects of the solar eclipse of 18 March 1988 in East Asia, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 25-37, 1991.

**Watanabe, K., et H. E. Hinterreger**, *J. Geophys. Res.*, **67**, 999, 1962.

**Weaver, P. F., P. C. Yuen, G. W. Pross, et A.S. Furumoto**, Acoustic coupling into the ionosphere from seismic waves of the earthquake at Kurile Islands on August 11, 1969, *Nature*, **226**, 1239-1241, 1970.

**Whitehead, J. D.**, The formation of the sporadic E layer in the temperate zone, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **20**, 1961.

**Whitehead, J. D.**, Sporadic E layers; History and recent observations, *Adv. Space Res.*, **10**, 1990.

**Wilkinson, P. J., E. P. Szuszczewicz et R. G. Roble**, Measurements and modeling of intermediate, descending, and sporadic layers in the lower ionosphere: results and implications for global-scale ionospheric-thermospheric studies, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1992.

**Wolcott, J. H., D. J. Simons, D. D. Lee, et R. A. Nelson**, Observations of an ionospheric perturbations arising from the Coalinga earthquake of May 2, 1983, *J. Geophys. Res.*, **89**, 6835-6839, 1984.

**Woodman, R. F., et C. LaHoz**, Radar observations of F region equatorial irregularities, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1976.

**Woodman, R. F., et F. Villanueva**, Comparison of electric fields measured at F-region heights with 150 km irregularities drift measurements, *Ninth International Symposium on Equatorial Aeronomy*, Bali, Indonesia, March 20-24, 1995.

**Wright, J. W., et P. E. Argo**, Chaotic echoes on ionograms: underdense scattering or total reflections? , *Radio Sci.*, **29**, 367-384, 1994.

**Yuen, P. C., P. F. Weaver, R. K. Suzuki, et A. S. Furumoto**, Continuous traveling coupling between seismic waves and the ionosphere evident in May 1968 Japan earthquake data, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2256-2264, 1969.